

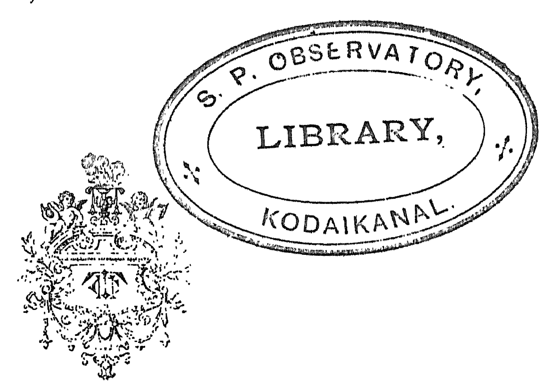


LEHRBUCH DER METEOROLOGIE

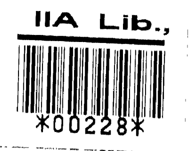
VON DR. JULIUS HANN
PROFESSOR AN DER UNIVERSITÄT IN WIEN

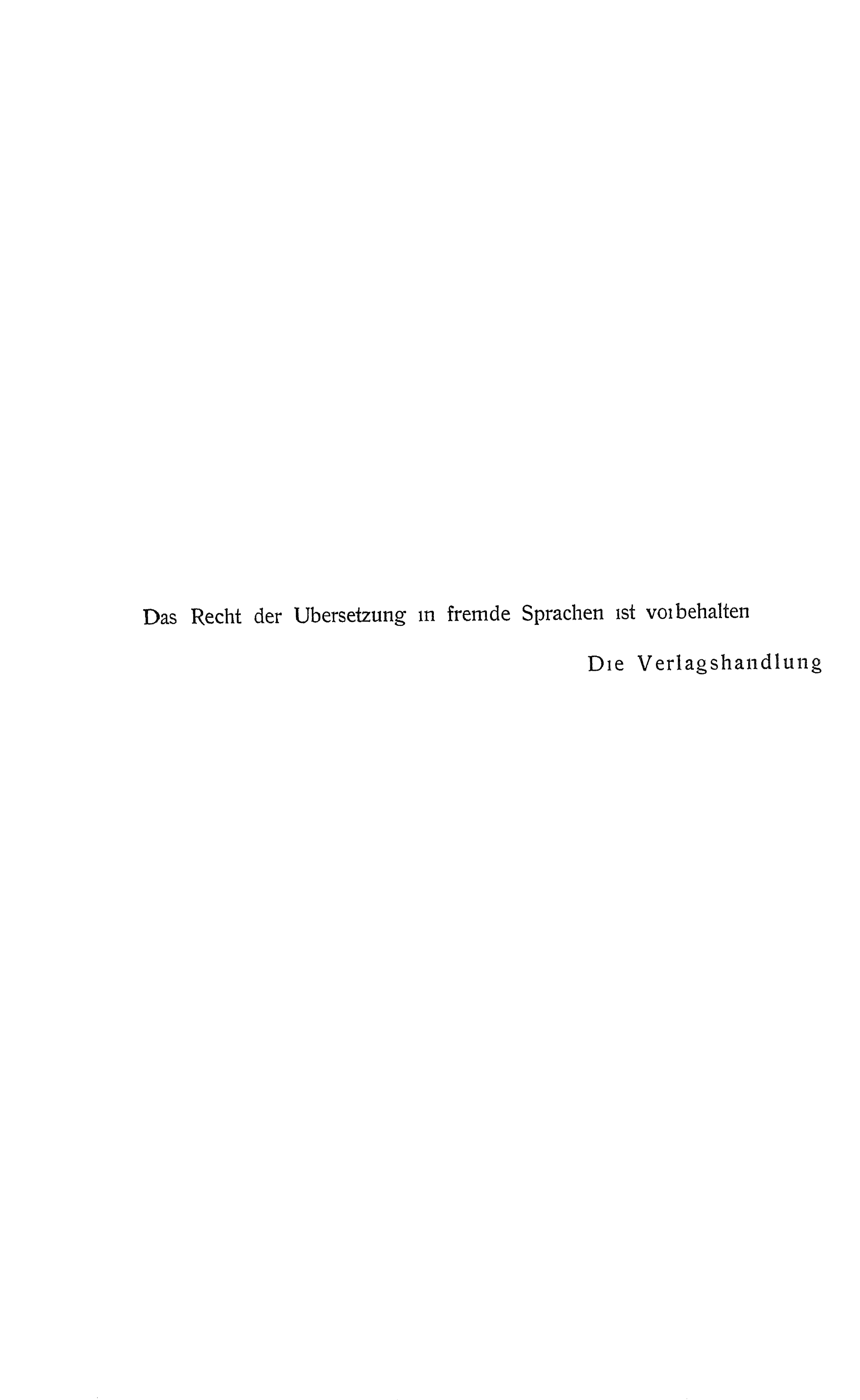


MIT 111 ABBILDUNGEN IM TEXT,
8 TAFELN IN LICHTDRUCK UND
AUTOTYPIE, SOWIE 15 KARTEN



LEIPZIG 1901
CHR. HERM. TAUCHNITZ





DER K. K. CENTRAL-ANSTALT

FÜR METEOROLOGIE UND ERDMAGNETISMUS IN WIEN

ZUR FEIER IHRES 50 JÄHRIGEN BESTANDES

GEWIDMET VON IHREM FRÜHEREN DIREKTOR (1877—1879)



Vorwort.

Dieses Buch ist auf Anregung des Herrn Verlegers entstanden. Aber erst nach längerer Überlegung konnte ich mich dazu entschliessen, an die Bearbeitung eines Lehrbuches der Meteorologie heranzutreten, da ich mir der Schwierigkeiten eines solchen Unternehmens gerade in einer Periode des raschesten Fortschrittes der zu behandelnden Disziplin und vielfacher in Aussicht stehender Umgestaltungen so mancher der noch herrschenden Theorien voll bewusst war (Herbst 1898).

In der That ist das Buch auch über den ursprünglich mit dem Herrn Verleger vereinbarten Umfang eines Lehrbuches speziell für Hörer von Hochschulen, für welches ein Bedürfnis mir vorzuliegen schien, weit hinausgewachsen, und ich bin dem Herrn Verleger zu Dank verpflichtet, dass er diese Überschreitung gestattet hat. Sowie ich an die Bearbeitung der einzelnen Kapitel geschritten war, fühlte ich sogleich die Schwierigkeit, mich innerhalb dieses engen Rahmens zu halten, ohne dabei vielfach auf eine umfangreichere Darstellung der zu behandelnden Gegenstände verweisen zu können, wozu das seiner Zeit sehr verdienstliche Lehrbuch von E. E. Schmid doch keineswegs mehr geeignet war. Ein knapp gehaltenes Lehrbuch kann auch auf gerade in Ausgestaltung und Umwandlung begriffene Theorien keine Rücksicht nehmen und muss sich auf eine klare Darstellung der abgeschlossen vorliegenden Lehrsätze beschränken. Dies schien aber zur Zeit eine recht undankbare Aufgabe. Die Aufstellung neuer Anschauungen ohne Begründung und ohne Hinweise auf die sie stützenden jüngsten Beobachtungsergebnisse oder Spezialuntersuchungen hielt ich für nicht statthaft. Die nötigen Hinweise aber, wenngleich nur in Form von kurzen Citaten unter dem Haupttext gegeben, würden letzteren geradezu erdrückt haben.

Der Umstand, dass seit 40 Jahren, d. i. seit dem Erscheinen des Lehrbuches der Meteorologie von E. E. Schmid, keine vollständigere Darstellung des Lehrgebäudes der Meteorologie mehr versucht worden ist, auch nicht in einer fremden Sprache, sprach gleichfalls zu gunsten eines etwas umfangreicheren Lehrbuches. Auch von Seite jener Fachkollegen, denen ich meine Bedrängnisse angesichts des ursprünglichen Vorhabens mitteilte, fand ich eine

lebhafte moralische Unterstützung und Beruhigung bei der Überschreitung desselben.

Nur bei dem mathematisch-physikalischen Anhang habe ich mich innerhalb des ursprünglichen Planes gehalten, da ja das noch ziemlich neue vortreffliche Lehrbuch der Meteorologie von A. Sprung allen jenen, welche sich spezieller in den rein theoretischen Teilen der Meteorologie unterrichten wollen, empfohlen werden konnte.

Aber auch bei dem grösseren Umfange, den die Darstellung der Meteorologie in diesem Buche angenommen hat, war ich doch bestrebt, mich auf das wichtigste und nötigste zu beschränken, und dabei das in Kürze Mitgeteilte durch reichliche Litteraturangaben zu vervollständigen und zu ergänzen. Dass trotzdem das vorliegende Buch einen so grossen Umfang angenommen hat, obgleich ich alle grösseren tabellarischen Zusammenstellungen (z. B. Mittelwerte der Temperatur, des Luftdruckes und der anderen meteorologischen Elemente, wie selbe in dem Buche von Schmid sich finden) vermieden habe, zeigt nur, welchen Umfang und welche Vertiefung die meteorologischen Kenntnisse gewonnen haben seit der Zeit, wo E. E. Schmid sein umfassendes Lehrbuch bearbeitet hat (erschienen 1860). Die Mitteilung sicher gestellter Beobachtungsergebnisse suchte ich thunlichst reichlich zu gestalten, denn sie sind das Bleibende, bilden die Grundlage für weitere Induktionen und weisen auch den künftigen Theorien ihre Wege. Für den Physiker und Mathematiker, der Neigung hat die Theorien der Meteorologie weiter zu fördern, dürfte das vorliegende Buch manche Anhaltspunkte gewähren und zur Orientierung dienen. Man kann nicht verlangen, dass der Theoretiker Zeit finde und sich die Mühe nehmen möge, die ausserordentlich reiche sehr zerstreute Litteratur der Meteorologie selbst zu sichten, und das für ihn wesentlich und förderlich Scheinende darin aufzuspüren. Eine bequeme Übersicht der Thatsachen dürfte daher manchen der Mühe ergebnisloser Spekulationen und Berechnungen überheben.

Ich war dabei bestrebt auch auf jene Beobachtungsergebnisse aufmerksam zu machen, die keiner der herrschenden Theorien entsprechen und so Anregung geben zu weiteren Forschungen über deren Zusammenhang mit schon ergründeten Erscheinungen.

Einer gewissen Ungleichmässigkeit der Behandlung der verschiedenen Gruppen von meteorologischen Erscheinungen, sowie mancher Unterlassungen bin ich mir wohl bewusst. So habe ich die Witterungsprognosen und was damit zusammenhängt, nicht behandelt. Es liegen ja darüber vortreffliche kurzgefasste Werke vor wie jene von von Bebber, Börnstein, Scott und Abercromby (letzteres auch in deutscher Bearbeitung von Pernter). Auch die Witterungsperioden und verwandtes wurde nur kurz erörtert, soweit sie allgemeine Gesichtspunkte eröffnen. Der Umfang des Buches hatte sich

dem zulässigen Masse schon zu sehr genähert, und die Erscheinungen des Gewitters, der Hagelwetter und der lokalen Wirbelstürme (Tromben, Tornados) schienen zur Zeit eine etwas eingehendere Behandlung zu erfordern.

Für die kritische Beurteilung des Inhaltes des vorliegenden Buches scheint es zweckmässig anzuführen, dass dasselbe zwischen Herbst 1898 und August 1900 in dem der Meteorologie gewidmeten Raume des physikalischen Institutes in Graz entstanden ist, von wo es deshalb auch datiert werden mag. Das Manuskript wurde Ende August komplet dem Herrn Verleger eingeliefert, die Korrektur zwischen November 1900 und August 1901 gab aber noch Gelegenheit die jeweilig wichtigsten neuen Forschungen soweit zu berücksichtigen, dass der Text des Buches mit denselben in keinen Widerspruch gerät.

So empfehle ich schliesslich diesen Versuch einer Darstellung der wichtigsten Ergebnisse der meteorologischen Forschungen bis zum Ende des 19. Jahrhunderts einer wohlwollenden Aufnahme.

Physikalisches Institut der Universität Graz,
Spätsommer 1900.

J. Hann.

Verzeichnis der Tafeln.

Verzeichnis der Karten.

Inhaltsverzeichnis.

II. Buch.
Der Luftdruck.

III. Buch.
Der Wasserdampfgehalt der Atmosphare und dessen Folgeerscheinungen.

IV. Buch.

Die Erscheinungen der Luftbewegung.

V. Buch.

Die atmospharischen Storungen

Anhang.

Einige der wichtigsten mathematisch-physikalischen Theorien der Meteorologie

Einleitung.

I. Aufgabe der Meteorologie.

Die Meteorologie ist die Lehre von den Erscheinungen in der Lufthülle der Erde, also in deren Atmosphäre. Diese Erscheinungen hat man früher insgesamt Meteore genannt[1]), jetzt spricht man nur noch von Hydrometeoren; die alte Bezeichnung hat sich bloss für die Gesamtheit jener Erscheinungen erhalten, welche dem Wassergehalt der Atmosphäre ihre Entstehung verdanken. Was man jetzt „Meteore“ schlechthin nennt, d. i. die in die Erdatmosphäre von aussen eindringenden kleinen Himmelskörper, sind nicht mehr Gegenstand der Meteorologie, seitdem man ihren ausserirdischen Ursprung erkannt hat.

Aristoteles behandelte auch noch die Kometen in seiner Meteorologie, weil er glaubte, dass dieselben in geringer Entfernung von der Erde schwebten und durch Ausdünstungen von derselben erzeugt würden, ähnlich Kämtz in seinem Lehrbuch der Meteorologie die Feuerkugeln und Sternschnuppen, „weil es noch nicht erwiesen ist, dass sie von aussen zur Erde gelangen“ (1830/36).

Einen Teil der Meteorologie (oder Atmosphärologie), diese in allgemeinem Sinne genommen, bildet die Klimatologie, d. i. die Lehre von dem durchschnittlichen Ablauf der Witterungserscheinungen, oder von dem mittleren Zustand der Atmosphäre an den verschiedenen Punkten der Erdoberfläche, in ihren Beziehungen zu dem organischen Leben. Die Klimatologie ist ein mehr praktischer, geographischer Teil der Meteorologie, sie gewinnt ihre Erkenntnisse zumeist mittelst statistischer Methoden, während die Meteorologie im engeren Sinne ein Zweig der reinen Physik ist, ihre Lehrsätze zumeist der Anwendung physikalischer Methoden verdankt. Eine scharfe Trennung dieser beiden Wissensgebiete ist aber nicht möglich, beide sind in ihren Lehren und in der Begründung derselben teilweise aufeinander angewiesen.[2])

Das vorliegende Lehrbuch beschäftigt sich mit der Meteorologie im engeren Sinne, und nimmt von den Ergebnissen der klimatologischen Forschungen nur das absolut nötigste auf.

---

[1]) μετεωρος was über der Erdoberfläche in der Luft schwebt, von αειρω schweben.

[2]) Vergl. mein „Handbuch der Klimatologie“. Stuttgart, Engelhorn 1897, Bd. I, Einleitung. Daselbst habe ich den Begriff Klima definiert als die Gesamtheit der meteorologischen Erscheinungen, welche den mittleren Zustand der Atmosphäre an irgend einer Stelle der Erdoberfläche kennzeichnen. Was wir dagegen Witterung nennen, ist nur eine Phase, ein einzelner Akt aus der Aufeinanderfolge der meteorologischen Erscheinungen, deren voller, Jahr für Jahr mehr oder minder gleichartiger Ablauf das Klima eines Ortes bildet. Das Klima ist die Gesamtheit der „Witterungen“ eines längeren oder kürzeren Zeitabschnittes, wie sie durchschnittlich zu dieser Zeit des Jahres einzutreten pflegen; wir verstehen also unter einer Darstellung des Klimas die Schilderung des mittleren Zustandes der Atmosphäre. Daraus ergiebt sich die mehr statistische Methode der Klimatologie. Wenn von den atmosphärischen Verhältnissen eines einzelnen Zeitabschnittes die Rede ist, wird man stets den Ausdruck Witterung dafür gebrauchen. Die Untersuchung der Einzelerscheinungen aber gehört in die Meteorologie im engeren Sinne.

II. Der räumliche Schauplatz der meteorologischen Erscheinungen.

Die Atmosphare, deren Erstreckung und Beschaffenheit

A. Die Hohe der Atmosphare ist nicht bestimmbar, aus den Gasgesetzen folgt mit grosster Wahrscheinlichkeit, dass die Erdatmosphare keine eigentliche Grenze hat, sondern allmahlich in den mit den leichtesten Gasen in hochster Verdunnung erfullten interplanetarischen Raum ubergeht [1]) Die der Erde wirklich angehorende Atmosphare kann aber nur bis zu jener Entfernung reichen, wo die Anziehungskraft der Erde gegenuber der mit der Entfernung zunehmenden Fliehkraft noch uberwiegt [2])

Wir konnen nur die Frage beantworten, aus welcher Hohe uber der Erdoberflache uns noch eine direkte Kunde von dem Vorhandensein der Atmosphare zukommt, und solche Kunde bringen uns gewisse Lichterscheinungen innerhalb der Atmosphare

1 Dammerungsbeobachtungen Der alteste Versuch einer derartigen Bestimmung der Hohe der Erdatmosphare durch den arabischen Astronomen Alhazen (im 12 Jahrhundert) stutzte sich auf die Beobachtung des Verschwindens des von der Atmosphare reflektierten, direkten Sonnenlichtes unter dem Horizont nach Sonnenuntergang, also auf die Bestimmung des Endes der Dammerung Diese Methode ist seither ofter angewendet worden Man nahm fruher gewohnlich an, dass das Ende der (sogenannten astronomischen) Dammerung eintritt, wenn die

---

1) Man gelangt von den verschiedensten Ausgangspunkten einer Uberlegung stets zu dem Schlusse, dass es keine eigentliche Grenze der Atmosphare geben kann, und dass auch ausserhalb der Atmosphare der Raum mit Gasen in höchster Verdunnung erfüllt sein muss.

In einem leeren unbegrenzten Raume kann eine endliche Gasmasse keinen Gleichgewichtszustand annehmen, sondern muss sich durch eine stetig mit der Zeit abnehmende Dichte im Raume verlieren Poisson gelangte zu dem gleichen Resultate, nahm aber, um dieser Konsequenz zu entgehen, die obersten Schichten der Atmospharen flussig an Betrachtet man aber die Verdunstung als eine allgemeine Eigenschaft der Materie oberhalb des absoluten Nullpunktes, so wurden auch die grossten endlichen Massen im unbegrenzten Raume sich verfluchtigen mussen (Zöllner Uber die Natur der Kometen Leipzig 1872 II Abschnitt Uber die Stabilität kosmischer Massen)

Aus der kinetischen Gastheorie ergiebt sich die Folgerung, dass stets einzelne Gasmoleküle die Atmospharen der Planeten verlassen mussen, sobald ihre Geschwindigkeit zufällig so gross wird, dass sie die Attraktion derselben uberwinden Nach den Gesetzen der Wahrscheinlichkeit muss es aber unter den Molekulen eines Gases immer einige geben, welche die dazu nötige Geschwindigkeit erlangt haben, aber umgekehrt auch solche, welche nicht genügend schnell sind, um auch den kleinsten Himmelskorper zu verlassen Kein Planet kann (im leeren Raume) theoretisch eine absolut permanente Atmosphäre haben, und keiner kann sie ganz verloren haben Wenn die Zahl der Molekule mit der genugenden Geschwindigkeit sehr klein geworden ist, dann kann die Atmosphare thatsachlich als fast permanent betrachtet werden Fur diejenigen Gase, welche ein geringes spez Gewicht haben und deshalb eine grossere mittlere Geschwindigkeit (die Dichte des O ist 16 gegen H, die mittlere Weglange des Molekuls H ist also viermal grosser), ist die Wahrscheinlichkeit grosser, dass einzelne Molekule zufällig die ausserordentliche Geschwindigkeit erreichen, welche zum Verlassen der Atmosphare notig ist Es entweichen daher von diesen Gasen mehr, als von den dichteren Gasen Dieser Prozess wird im Laufe der Zeit der Atmosphare eines Planeten von bestimmter Masse und Attraktionskraft alle Gase entziehen, deren Dichte unterhalb einer gewissen Grenze liegt Die Geschwindigkeit, die notig ist, um die Erde zu verlassen, muss funfmal grosser sein als jene, die zum Verlassen des Mondes notig ist, da das Potential der Erde 25mal grösser ist, als das des Mondes Deshalb kann der Mond nur eine kaum merkliche Atmosphare haben, und sind auch aus der Erdatmosphäre die leichtesten Gase, wie Wasserstoff, Helium ganz oder fast ganz entwichen Mars hat vielleicht kein Wasser, die weissen Polarkappen sind dann wohl Kohlensaure-Schnee J Stoney, of Atmospheres upon Planets and Satellites R Dublin Soc V VI Nov 1897 (auch Proc 1892 Vol VII 546) und Bryan Science (Du 8 1892) Vol XXII 311, Nature Vol 48 S 526, besonders R Soc April 5 1900 The Kinetic Theory of Planetary Atmospheres Stoney Nature Vol 61 S 515, Vol 62 S 78 (May 1900)

2) Soweit man annehmen darf, dass in den grossten Entfernungen die Luft noch die gleiche Winkelgeschwindigkeit hat, berechnet sich diese Grenze am Aquator zu 6 6 Erdhalbmessern, die derart bestimmte Grenze für die Höhe der Atmosphäre uber der Erdoberflache ware demnach 5 6 Erdhalbmesser

Sonne 18^0 unter den Horizont hinabgesunken ist. In letzterer Zeit ist dieser Depressionswinkel der Sonne durch häufigere und sorgfältige Beobachtungen genauer zu bestimmen versucht worden. Man fand dafür den Betrag von rund 16^0 im Mittel (J. Schmid in Olmütz und Athen $15{\cdot}9^0$, Hellmann in Südspanien $15{\cdot}6^0$, Behrmann im tropischen Atlantischen Ocean $15{\cdot}6^0$, früher Bravais in Frankreich $16{\cdot}0^0$). Nach einer ersten angenäherten Rechnung findet man daraus die Höhe der äussersten lichtreflektierenden Schichten der Atmosphäre zu 63 km.

Konstruiert man sich für einen Punkt der Erdoberfläche den Schnittpunkt der Horizontalen mit der kreisförmigen oberen Begrenzung der Atmosphäre, zieht zu diesem den letzten die Erdoberfläche tangierenden Sonnenstrahl, bezeichnet den Depressionswinkel der Sonne mit u, den Erdhalbmesser (6370 km) mit R, die Höhe der Atmosphäre mit h, so findet man leicht die Relation $R : R + h = \cos \frac{u}{2}$, daraus $R + h$ und h wie oben angegeben. Bei dieser Rechnung sind aber die Refraktion und andere einflussnehmende Umstände nicht berücksichtigt, das Ergebnis fällt deshalb zu klein aus.[1])

Wie leicht einzusehen, wird man auf diesem Wege die Höhe der Atmosphäre um so grösser finden, je reiner die untersten Luftschichten sind und je mehr Licht reflektierende Partikelchen die höchsten Schichten enthalten. So fand Schmid in Athen den Depressionswinkel der Sonne im Winter (Nov.-Jan.) zu $17{\cdot}4^0$, im Sommer (Juni-Juli) dagegen $15{\cdot}3^0$, woraus nach einer angenäherten Rechnung die Höhe der Atmosphäre im Winter sich zu 74 km, im Sommer zu 57 km ergiebt.

In dem trockenen und heissen Sommer von Athen sind die unteren Luftschichten stark durch Staub getrübt, in der Regenzeit des Winters aber sind sie viel durchsichtiger. Andererseits haben die prachtvollen abnorm lang andauernden Dämmerungen im Herbste 1883 und im Winter 1883/84 nach der grossen Eruption des Krakatau bewiesen, wie sehr die lichtreflektierende Kraft der Atmosphäre durch die in sehr grosse Höhen (über 30 km) gelangten feinsten Zerstäubungsprodukte glasartiger Laven und des Kondensationsproduktes vulkanischer Dämpfe gesteigert werden kann. (W. v. Bezold: Beob. über Dämmerung Pogg. Ann. 1864, Bd. III, S. 240, Berechnung S. 261. Hellmann Beobachtungen über Dämmerung Met. Z. XIX (1884), S. 57 u. 162 mit historischer Einleitung. Krakatau Dämmerung siehe später.) Kiessling, Dämmerungserscheinungen. Hamburg 1885.

2. Leuchtende Wolken. Seit dem Januar 1885 ist man auf zur Zeit des längsten Tages am Nordhimmel noch um Mitternacht sichtbare helle Wolken aufmerksam geworden. Dieselben zeigen sich auf der nördlichen Hemisphäre von Mai bis Ende Juli, auf der südlichen Hemisphäre im Dezember, in höheren Breiten. Diese leuchtenden Wolken sind namentlich von Jesse (Berlin) genauer beobachtet worden. Gleichzeitige photographische Aufnahmen (1889) von drei um 35 und 70 km entfernten Stationen gestatteten aus den dabei sich ergebenden parallaktischen Verschiebungen der Himmelsörter solcher leuchtender Wolken deren Höhe zu 83 km zu berechnen. Die Feststellung von wolkenartigen Gebilden in so grossen Höhen der Atmosphäre ist eine unerwartete, sehr bemerkenswerte Bereicherung unserer Kenntnisse von Vorgängen in den höchsten Luftschichten.

3. Polarlichter. Die so häufig versuchten Messungen der Höhe der Nordlichter liefern gleichfalls Ergebnisse zur Beurteilung der Höhen, bis zu welcher sich die Erdatmosphäre mindestens erstrecken muss. Nach den neueren Nordlichtbeobachtungen und Messungen an den internationalen Polarstationen 1883/84 unterliegt es wohl keinem Zweifel mehr, dass die Polarlichter auch in geringen Höhen über der Erdoberfläche auftreten können, Paulsen bestimmte die Höhe derselben in Grönland zwischen 1 und 68 km. Die grössten gemessenen Höhen, denen hier die grösste Bedeutung zukommen würde, sind leider auch die unsichersten. Für die grossen Nordlichter fand Tromholt 76 bis 164 km, im Mittel von 18 der

[1]) Um Missvertändnisse zu vermeiden, sei hier nur erwähnt, dass die Rechnung von Carlheim Gyllensköld (Schwed. intern. Polar Exped. II. Kap. 3), welche zu einer Höhe von 4—500 km führt, auf einem Irrtum beruht.

besten Bestimmungen 113 km Gyllenskiold giebt folgende Zusammenstellung von Messungsergebnissen Bravais 227 km (145 Beob) und 100 km (5), Newton 209 (28), Fearnley 176 (16), Nordenskiold 179 (60), Gyllenskiold 58 km (346), letzterer glaubt im Mittel rund 110 km fur die Hohe der Nordlichterscheinungen ansetzen zu durfen Ekama fand dieselbe aus seinen Beobachtungen im Karischen Meer im Mittel zu 210 km

Man kann also wohl mit Bestimmtheit sagen, dass die Nordlichterscheinungen noch mindestens in 200 km Hohe uber der Erdoberflache auftreten, ihr gewohnlicher Sitz aber in etwa 60 km Hohe zu suchen ist

4 Sternschnuppen Das Aufleuchten (Gluhendwerden) der kleinen Himmelskorper, sobald dieselben mit ihrer planetarischen Geschwindigkeit in unsere Atmosphare eintreten, giebt uns ebenfalls Kunde aus den hochsten Schichten derselben Gleichzeitige Beobachtungen derselben Sternschnuppen von entfernten Standpunkten fuhren zur Kenntnis der dadurch bedingten Verschiebung der Erscheinungsorte derselben am Himmel, und aus diesem Winkel (Parallaxe) und der Entfernung der Beobachtungsorte lasst sich die Hohe des Erscheinungsortes bestimmen Derartige Beobachtungen der August-Meteore 1867 von seiten der Berliner Sternwarte ergaben im Mittel der sichersten Bestimmungen fur das erste Aufleuchten die Hohe von 180 km (Verloschen 80 km), die Beobachtungen von Weiss (Wien), Newton (Amerika) und Heis (Munster) ergaben 110 km Das Mittel von 10 extremen aber verlasslich erscheinenden Hohen ist rund 300 km Denning ist der Ansicht, dass Hohen des ersten Aufleuchtens von mehr als 240 km sehr selten sind, doch ergaben ihm selbst 9 unter 26 Meteoren eine mittlere Hohe des ersten Aufleuchtens von 200 km, des Verschwindens von 130 km

5 Mondesfinsternis Die folgende Beobachtung gehort einer ganz anderen Klasse von Zeugnissen fur die grosse Hohe der Erdatmosphare an, als die bisher angefuhrten Boeddicker fand bei der Finsternis vom 28. Jan 1888, dass die Mondstrahlung sicher schon 3 Minuten, (vielleicht schon 15 Min) vor dem Eintritt des Erdschattens in den Mond merkbar abnahm, was dem vorausgegangenen Eintritt des Schattens der Lufthulle der Erde zugeschrieben werden muss Daraus wurde sich ergeben, dass die atmospharischen Schichten schon in mehr als 300 km Abstand von der Erdkugel die Strahlen der Sonne so kraftig auffangen, dass dies in der verminderten Ruckstrahlung des Mondes merkbar wird

Aus den oben mitgeteilten Beobachtungen lasst sich der allgemeine Schluss ziehen, dass die Erdatmosphare noch in mindestens 300 km Abstand von der Erdoberflache eine Dichte besitzt, welche zu verschiedenen optischen und mechanischen Erscheinungen Veranlassung geben kann.

B. Die Dichte der Atmosphare in grossen Hohen Auf Grund des Mariotteschen und Gay-Lussacschen Gesetzes kann man bekanntlich den Luftdruck in gegebenen Abstanden von der Erdoberflache aus dem Druck auf letzterer fur massige Hohen recht genau berechnen, wenn die mittlere Temperatur der Luftsaule wenigstens genahert bekannt ist Fur sehr grosse Hohen fehlt uns aber nicht bloss die Kenntnis der letzteren, es wird auch die volle Gultigkeit der obigen Gesetze bei den hochsten Verdunnungen der Luft etwas zweifelhaft Die folgenden Rechnungsergebnisse konnen deshalb nur eine genaherte beilaufige Vorstellung von der Verdunnung der atmospharischen Gase in sehr grossen Hohen der Atmosphare geben Fur die mittlere Lufttemperatur sind wahrscheinliche Werte in die Rechnung eingestellt worden

Beiläufiger Druck in verschiedenen Höhen der Atmosphäre.

Höhe Km.	0	10	20	30	40	50	100	300
Luftdruck Mm.	760	217	51	9·3	1·24	0·11	0·0012	35×10^{-17}

In 100 km Höhe beträgt der Luftdruck nur mehr ca. ein Tausendstel eines Millimeters, die Verdünnung in 300 km übersteigt bereits die Grenzen unseres Vorstellungsvermögens.

Zöllner hat versucht, auf Grund des Mariotteschen und des Gravitationsgesetzes die Dichte der atmosphärischen Gase im interplanetarischen Raume zu berechnen. Wenn die Dichte der Atmosphäre an der Erdoberfläche gleich D gesetzt wird, ist dieselbe im ersteren gleich $D:10^{316}$.1.29 Milligramm Luft, die an der Erdoberfläche den Raum eines Kubikcentimeters einnehmen, würden im Weltraum eine Kugel erfüllen von einem Halbmesser, welchen das Licht erst in 10^{98} Jahren durchlaufen könnte. Wenngleich dieses Rechnungsergebnis nur als eine ganz beiläufige Schätzung der Dichte der Gase im Weltraum angesehen werden darf, so ist es doch geeignet zu demonstrieren, dass die Annahme einer Verbreitung der atmosphärischen Gase im Weltraum zu keinen bedenklichen Konsequenzen führt.

C. Bestandteile der Atmosphäre. Die atmosphärische Luft, oder die Luft schlechtweg, besteht zum weitaus grössten Teile aus einem sehr konstanten Gemenge von sogenannten permanenten Gasen, d. i. Gasen, welche bei den an der Erdoberfläche vorkommenden Druck- und Temperaturverhältnissen nicht flüssig werden, sondern stets ihren elastisch ausdehnsamen Zustand behalten.[1] Es sind dies Stickstoff, Sauerstoff, Argon und etwas Kohlensäure. Einen beträchtlicheren Anteil als die Kohlensäure an der Zusammensetzung der Luft nimmt aber das Wassergas oder der Wasserdampf in Anspruch. Dieses Gas ist jedoch nicht mehr bei allen atmosphärischen Druck- und Temperaturverhältnissen permanent, es wird durch Temperaturerniedrigung und Verdichtung flüssig, ja selbst fest, und spielt gerade dadurch bei den atmosphärischen Erscheinungen eine sehr wichtige Rolle. Die sogenannten Hydrometeore verdanken der Vermengung der Luft mit Wasserdampf ihre Entstehung, und es beanspruchen dieselben einen eigenen grossen Hauptabschnitt in einem Lehrbuche der Meteorologie.

Die permanenten Gase aber, Stickstoff, Sauerstoff, Argon und Kohlensäure sind stets und überall in einem sehr konstanten Verhältnis vorhanden, und spielen deshalb einzeln bei den meteorologischen Vorgängen gar keine Rolle. Nur die Kohlensäure verdient durch ihr stärkeres Absorptionsvermögen gegen Wärmestrahlung eine specielle Beachtung. Sonst ist es in der Meteorologie gestattet, die atmosphärische Luft als ein einheitliches Gas anzusehen, ihre Zusammensetzung aus Sauerstoff, Stickstoff und Argon völlig ausser Spiel zu lassen und nur mit der Luft als solcher zu rechnen. Deshalb ist es auch zweckmässig, das Wissenswerteste über die Zusammensetzung der Luft, vom Wasserdampf abgesehen, in die Einleitung zur Meteorologie aufzunehmen.

Die Zusammensetzung der trockenen Luft wurde bis in die neueste Zeit so angenommen: Stickstoff 79, Sauerstoff 21 (Kohlensäure 0·03) Volumprozente, oder N 77, O 23 Gewichtsprozente. In jüngster Zeit hat man aber gefunden, dass der „atmosphärische Stickstoff" ein Gemenge von chemisch reinem Stickstoff und einem dem Stickstoff chemisch sehr nahestehenden, aber schwereren elementaren Gas besteht, das man Argon genannt hat. Dasselbe macht ungefähr ein Prozent des

---

[1]) Permanente Gase wurden diejenigen Gase genannt, deren sogenannte „kritische Temperatur", oberhalb welcher sie durch keine noch so grosse Zusammenpressung (Drucksteigerung) flüssig gemacht werden können, tiefer lag, als die niedrigste Temperatur, die man erzeugen konnte. In neuerer Zeit ist es aber gelungen, alle Gase tropfbar flüssig zu machen, während dies früher nur bei der Kohlensäure gelang.

Sauerstoff wird bei Atmosphärendruck flüssig bei —182° (bei 9 mm Druck erst bei —225° C.), Stickstoff bei —194° (bei 4 mm Druck bei —225°), Argon bei —180° (bei —190° wird es eisartig starr), Kohlensäure bei —80°, Wasserstoff bei —240° (Helium unter —264°).

atmospharischen Stickstoffes aus Die Zusammensetzung der Atmosphare muss demnach jetzt so geschrieben werden[1]:

Zusammensetzung der trockenen atmospharischen Luft

	Stickstoff	Sauerstoff	Argon	Kohlensaure
Volumprozente	78·04	20 99	0 94	0 03
Gewichtsprozente	75 46	23·19	1 30	0 05

Diese Zusammensetzung gilt aber nicht mehr fur sehr grosse Hohen der Atmosphare

Der Physiker Lord Rayleigh war bei seinen die grosste jetzt erreichbare Genauigkeit anstrebenden Untersuchungen uber die Dichte der atmospharischen Gase zu dem uberraschenden Resultat gekommen, dass der atmospharische Stickstoff schwerer ist, als der chemisch rein erzeugte Stickstoff, der Unterschied der Dichte betragt allerdings nur 5 Einheiten der dritten Dezimale Im Vereine mit dem Chemiker Ramsay konnte er konstatieren, dass dieser Gewichtsunterschied durch ein bisher unbekanntes Gas verursacht werde, das dem Stickstoff der Luft stets beigemengt ist (Januar 1895) Dieses Gas wurde, weil es keine chemischen Verbindungen eingeht, Argon genannt (αργον, inaktiv) Die Dichte des Argon gegen Wasserstoff ist 20 (O 16, N 14, CO_2 22, Wassergas 9)

Ramsay fand spater, dass manche Mineralien neben dem Argon noch ein anderes Gas enthalten, das bisher auf der Erde unbekannt war, wahrend man es in den Gasen der Sonnenatmosphare durch sein specifisches Spektrum (besonders die gelbe Linie D_3 des Sonnenspektrums) schon lange kannte Es wurde deshalb Helium genannt Das Helium, das gleichfalls sehr inaktiv ist, zeichnet sich durch sein geringes specifisches Gewicht aus, dasselbe betragt zirka 2 gegen Wasserstoff, oder 0 139 gegen Luft Da man seither gefunden hat, dass Helium auch in der atmospharischen Luft vorkommt, wo es allerdings nur spektralanalytisch nachweisbar ist, so hat dieses Gas ein besonderes Interesse, weil es seiner Leichtigkeit wegen in den hochsten Hohen der Atmosphare einen wesentlichen Anteil an der Zusammensetzung derselben nehmen kann[2])

Die Luft enthalt uberall an der Erdoberflache und bis zu Hohen von mindestens 6 km Sauerstoff und Stickstoff in gleichem Verhaltnisse An den verschiedensten Punkten der Erdoberflache, sowie bei Ballonfahrten hat man die prozentische Zusammensetzung so gut wie konstant gefunden Regnault hat bei seinen sehr zahlreichen Analysen als grosste Unterschiede 20 91 und 21·00 Proz O erhalten

Eine grossere Anzahl von Analysen atmospharischer Luft an verschiedenen Orten ergaben z B zu Tromso 20 92, Dresden 20 90, Bonn 20 92, Cleveland (Nordamerika) 20 93, Para (am Amazonenstrom) 20 89 Proz O Von 203 Analysen waren die Extreme 21 00 zu Tromso (22 April) und 20 86 zu Para (26 April), das Mittel 20 93 An ein und demselben Orte variert der O-Gehalt der Luft nur etwa um 0 1 Proz Auch die Waldluft hat, wie Ebermayer nachgewiesen, keinen hoheren Sauerstoffgehalt Jolly in Munchen glaubt gefunden zu haben, dass bei NE-Winden der O-Gehalt der Luft grosser ist, als bei SW-Winden[3])

Der Kohlensauregehalt der Luft wurde fruher mit 0 04 Volumprozent etwas zu hoch angenommen, 0·03 kommt den mittleren Verhaltnissen am nachsten Zu Paris (Park von Montsouris) gaben 13jahrige regelmassig angestellte Messungen im Mittel 29 8 l in 100 Kubikmetern (0 0298 Proz); Maximum Dezember 30 4 l, Minimum Juli 29 2 Muntz und Aubin fanden auf freiem Felde 28 4, in der Stadt Paris 31 0 (aber variabel) Roster fand zu Florenz 31 0, aber im Sommer mehr als im Winter (34 gegen 30), absolute Extreme 25 und 42 1 pro 100 cbm Schultze an der Ostsee in mehrjahrigem Mittel 29 2 (Extreme 34 und 22), am

---

[1]) Nach A Leduc Compt rend 16 Nov 1896

[2]) Spater fand W Ramsay, dass im Argon noch einige Gase enthalten seien, die er Krypton, Métargon und Néon nannte Dieselben sind aber in so winzigen Mengen in der Atmosphäre enthalten (Ramsay vergleicht dieselbe mit dem Goldgehalt des Meerwassers), dass sie hier nur theoretisches Interesse beanspruchen konnen (Näh s Cauro La Liquefaction des gaz Paris 1899) Die beiläufigen Quantitaten sind Argon, wie schon bemerkt, in trockener Luft 1 Volumprozent, Néon $1/_{1000}$ dieses Volums, Helium aber $1/_{10}$—$1/_{20}$ des Volums des Néons, somit etwa 1—2 Zehntausendstel Volumprozente, Krypton circa 2 Hunderttausendstel Proz Helium ist mineralischen Ursprungs, kommt durch heisse Quellen in die Luft, also aus dem Erdinnern

[3]) Berichte d deutschen chem Gesellsch 20 Jahrg Kreusler, S 991 Hempel, S.1864 Ebermayer, Die Beschaffenheit der Waldluft 1885 Jolly, Verhandl der K bayrischen Akad d W 13 B Vogler, Met Z 1882 S 175

Kap Horn fand man 25·6, auf dem Atlantischen Ozean 26·8. Es scheint, dass auf der Südhemisphäre der CO_2-Gehalt der Atmosphäre etwas kleiner ist, im beiläufigen Mittel von 26·6 gegen 28·2 auf der nördlichen Hemisphäre. Das Meerwasser enthält freie Kohlensäure, von der es bei höherer Temperatur an die Luft etwas abgiebt, daher der CO_2-Gehalt über warmen Meeren grösser sein kann.

Die Luft enthält bei Nacht etwas mehr Kohlensäure als bei Tag (33 gegen 29·6 nach Armstrong).

Saussure und die Brüder Schlagintweit glaubten eine erhebliche Zunahme des CO_2-Gehaltes der Luft mit der Höhe gefunden zu haben. Neuere Beobachtungen haben das nicht bestätigt, sondern, wie zu erwarten, eine kleine Abnahme ergeben. Müntz fand im Mittel zahlreicher Analysen auf dem Pic du Midi in 2880 m einen CO_2-Gehalt von 27·8, unten in der Niederung in 600 m dagegen 28·2 (Liter pro 100 cbm oder resp. 0·028 Volumprozente). Auf den Grand Mulets 3050 m fand man (August 1898) 26·9, in Chamounix 26·2, in Paris gleichzeitig 32·1 l in 100 cbm. Andrée fand bei Ballonfahrten bis über 4000 m hinauf keine Abnahme der Kohlensäure. Die absteigenden Luftströmungen scheinen einen grösseren CO_2-Gehalt zu haben, der an der Erdoberfläche wieder gemindert wird. (Wollny, Forschungen 1895. B. XVIII. S. 209; Met. Z. 1895. S. 144).[1]

Ozongehalt der Luft. Schönbein in Basel fand, dass die Luft nach Gewittern relativ ziemlich reich an Ozon ist, und dann etwa 2,6 Milligramm Ozon in 100 cbm enthält. Der mittlere Gehalt der Luft an Ozon ist nach vieljährigen regelmässigen Bestimmungen im Park Montsouris (Paris) 1·6 Milligramm pro 100 cbm (1·9 im Sommer, 1·3 von November bis Januar). Das Ozon fehlt in bewohnten Zimmern, und ist in Mitte von Städten nur in geringen Mengen vorhanden. Dasselbe besteht aus 3 Atomen Sauerstoff (Dichte daher gross, 1·46, theoretisch 1·5, Siedepunkt des flüssigen Ozons, das eine blaue Farbe hat, — 125° C.), von denen das eine Atom nur lose gebunden, daher die grosse oxydierende Kraft desselben. (das Molekül O besteht aus 2 Atomen O). Das Ozon wirkt bleichend, desinfizierend. Lässt man elektrische Funken durch feuchte Luft gehen, so entwickelt sich Ozon, das sich durch seinen Geruch verrät. In gleicher Weise bereichert sich die Luft an Ozon bei Gewittern.

Ammoniakgehalt der Luft. Ammoniakgas ist ziemlich gleichförmig in geringen Mengen in der Luft vorhanden. Im Park von Montsouris fand man im vieljährigen Mittel 2·0 Milligramm pro 100 cbm, Winter und Sommer fast gleich. Müntz und Aubin fanden 1·35 Milligramm auf dem Gipfel des Pic du Midi in 2880 m.

Wasserstoff. Nach A. Gautier enthält die Luft auch freien Wasserstoff[2]) (in 100 Liter 11—18 cbcm, ca. anderthalb Zehntausendstel dem Volum nach, d. i. nahe gleich der Hälfte des Kohlensäuregehaltes).

D. Zusammensetzung der Luft in sehr grossen Höhen der Atmosphäre. Nach dem Daltonschen Gesetz ist die Verteilung eines Gases in einem Raume unabhängig von dem Vorhandensein anderer Gase in dem gleichen Raume, wenn die-

---

[1]) Einer grossen Arbeit von Spring und Roland: Recherches sur la proportion d'acide carbonique contenues dans l'air de Liège (Mem. couronnés Acad. R. de belgique. T. 37. Bruxelles 1886), Auszug in Ciel et Terre (1896) entnehmen wir: CO_2-Gehalt in Lüttich 3.35, (Paris 3.17) bei Schnee 3.76, Nebel 3.57, an Gewittertagen 3.46, Nacht = Tag, Winter mehr als Sommer. SW-Luft von Seraing 3.53, NNW vom Lande 3.03. — Marcet fand aus korrespondierenden Beobachtungen zu Malagny bei Genf, 400 m, CO-Gehalt 3.81, Jura Dôle, 1678 m, 3.57. Archives des Sciences XVI. 544. — Die Abhandlung von Letts u. Blake in Royal Dublin Soc. March. 1899 über den CO_2-Gehalt der Atmosphäre enthält auch ein umfassendes Litt.-Verzeichnis.

[2]) Compt. rend. T. CXXVII. 693. Jetzt nimmt Gautier sogar 0.02 Volumprozente an.

selben nicht chemisch aufeinander einwirken. Es kann nur die Verbreitung des Gases im Raum auf dem Wege der Diffusion durch die andern schon vorhandenen Gase verzogert werden, der Endzustand aber wird durch dieselben nicht beeinflusst Die kinetische Gastheorie hat den Beweis fur dieses Gesetz erbracht (durch Boltzmann) Sie zeigt, dass, wenn mehrere Gase in einem Raume unter dem Einfluss einer ausseren Kraft, wie der Schwere, stehen, die Verteilung eines jeden Gases in demselben derart ist, als wenn dasselbe allein vorhanden ware Man kann deshalb die Atmosphare betrachten als bestehend aus mehreren voneinander unabhangigen Atmospharen, also aus einer selbstandigen Stickstoff-, Sauerstoff- und Argonatmosphare. In jeder dieser Atmospharen nimmt die Dichte mit der Hohe in einem andern Verhaltnis ab, welches durch das specifische Gewicht des Gases bedingt wird und zwar derart, dass die Dichte der schwereren Gase rascher mit der Hohe sich vermindert, als die Dichte der leichteren Gase Die Zusammensetzung der atmospharischen Luft andert sich daher mit der Hohe, die leichteren Gase gewinnen in grossen Hohen immer mehr das Ubergewicht gegen die schwereren, damit andert sich naturlich auch das specifische Gewicht der „Luft", dieselbe wird mit der Hohe immer leichter. In den grossten Abstanden von der Erdoberflache hat die Luft nahezu das specifische Gewicht des leichtesten Gases, das die Atmosphare enthalt, also vielleicht jenes des Helium und des Wasserstoffes

Die Partialdrucke der atmospharischen Gase erhalt man aus der prozentischen Zusammensetzung der Atmosphare und zwar aus den Volumprozenten An der Erdoberflache sind demnach die Partialdrucke.

Druck der Stickstoffatmosphare	= 760 mm	×	78·04	=	593·1 mm
„ „ Sauerstoff „	= 760 „	×	20·99	=	159·6 „
„ „ Argon „	= 760 „	×	0·94	=	7·1 „
„ „ Kohlensaure „	= 760 „	×	0·03	=	0·23 „

Auf den Wasserdampfgehalt der Luft darf das Daltonsche Gesetz nicht angewendet werden, da derselbe vermoge der fortwahrenden Dampfbildung uber den Ozeanen etc und der stetigen ortlichen Wiederverdichtung zu Wasser und Schnee nie zu einem Endzustand der Verteilung kommt, die niedrige Temperatur in den hoheren Schichten der Atmosphare lasst auch einen dem Daltonschen Gesetz entsprechenden hohen Dampfdruck daselbst nicht zu (eine selbstandige Wasserdampfatmosphare darf nicht angenommen werden) Es ist deshalb nicht gestattet, wie man es fruher oft gethan hat, den an der Erdoberflache beobachteten Dampfdruck vom Barometerstand abzuziehen und den Rest als „Druck der trockenen Luft" anzusehen [1])

Nach dem in der bekannten „barometrischen Hohenformel" ausgesprochenen Gesetze [2]) uber die Abnahme des Luftdruckes mit der Hohe, kann man aus den obigen Partialdrucken an der Erdoberflache auch den Partialdruck jedes der Gase in einer bestimmten Hohe berechnen, und daraus wieder die Volumprozente, also die Zusammensetzung der Luft in jener Hohe Man hat in die Formel nur statt des specifischen Gewichtes der Luft die specifischen Gewichte der betreffenden Gase einzusetzen Man erhalt auf diesem Wege z B folgende Resultate.

Hohe	0	10	20	50	100 km
			Volumprozente		
Stickstoff	78·04	81·05	85·99	89·62	95·35
Sauerstoff	20·99	18·35	13·79	10·31	4·65
Argon	0·94	0·58	0·22	0·07	0·00
Kohlensaure	0·03	0·02	0·004	0·00	0·00

[1]) In geschlossenen Räumen, wo sich der Wasserdampf gleichförmig verbreitet hat, ist dieser Vorgang gestattet, das Resultat hat aber stets nur ortliche Bedeutung

[2]) Dasselbe wird später in dem mathematisch-physikalischen Anhang abgeleitet werden

In 50 km Höhe enthält die Luft nur mehr halb so viel Sauerstoff als an der Erdoberfläche (statt $^1/_5$ nur mehr $^1/_{10}$) und in 100 km nur mehr den fünften Teil, die Luft besteht in dieser Höhe schon fast ganz aus Stickstoff. Für die schwereren atmosphärischen Gase nehmen die Volumprozente besonders rasch mit der Höhe ab.

In Wirklichkeit wird man diese berechnete Zusammensetzung der atmosphärischen Luft erst in Höhen antreffen, bis zu welchen die unteren Luftmassen durch ihre aufsteigenden Bewegungen kaum mehr gelangen können, wo eine wesentliche Vermengung mit der Luft der tieferen Schichten nicht mehr stattfindet. Man hat in der That gefunden, dass die Luftproben, die bei Ballonfahrten aus grossen Höhen herabgebracht worden sind, noch keine merkliche Abnahme des Sauerstoffgehaltes zeigen.[1])

Das Interesse, das die obigen Rechnungsergebnisse beanspruchen können, ist deshalb zumeist nur ein theoretisches.

Man ist übereingekommen, als normalen Luftdruck an der Erdoberfläche den Druck einer Quecksilbersäule von 0.76 m anzunehmen und sagt deshalb auch schlechthin, der mittlere Barometerstand am Meeresniveau sei 760 mm, was allerdings nicht richtig ist. Da das specifische Gewicht des Quecksilbers 13.596 ist, so wiegt ein Kubikmeter Quecksilber 13596 kg und der Druck einer Quecksilbersäule von 0,76 m[2]) beträgt 10333 kg pro Quadratmeter (1033.3 g pro Quadratcentimeter). Dies ist also der Druck einer Atmosphäre. Ein Liter trockener Luft wiegt am Meeresniveau unter 45° und 760 mm Barometerstand 1.29305 g[3]), ein Kubikmeter demnach ebensoviele Kilogramm. Der Quotient 10333 : 1.29305 = 7991 giebt die Höhe einer Luftsäule (von dem normalen specifischen Gewicht) in Metern an, welche denselben Druck ausüben würde, wie die normale Atmosphäre. Man nennt deshalb die Zahl 7991 m die Höhe der homogenen Atmosphäre, oder die Druckhöhe der Atmosphäre. Nennen wir diese Zahl H, so lautet die Formel für die Abnahme des Luftdruckes:

$$\log_n b = \log_n B - (h : H),$$

wo b den Luftdruck in der Höhe h, B den Luftdruck im Meeresniveau (in unserem Falle 760 mm) bezeichnet. Die Logarithmen dieser Formel sind die sog. natürlichen Logarithmen. Rechnet man mit den gewöhnlichen Briggschen Logarithmen, so muss man vorerst die Gleichung mit dem „Modul" derselben (d. i. mit 0.4342945) multiplizieren, oder was für die Anwendung der Formel viel bequemer ist, den Nenner H durch denselben dividieren; 7991 : Mod ist = 18400, d. i. die sog. Barometerkonstante der hypsometrischen Formel.

Die Grösse H hängt von dem specifischen Gewichte des Gases ab, aus dem die Atmosphäre besteht, sie ist um so kleiner, je schwerer das Gas ist. Da demnach der Nenner H in obiger Formel für schwerere Gase kleiner ist, so wird die Abzugszahl h : H grösser und log b fällt für gleiche Höhen um so kleiner aus, je schwerer das Gas ist. Der Druck nimmt deshalb mit der Erhebung in einem schwereren Gase rascher ab, als in einem leichteren. Diese Verhältnisse auf unsere Atmosphäre angewendet, erhält man folgende Resultate. Die Temperatur ist gleichförmig zu 0° angenommen worden. (Dichten nach Lord Rayleigh, Proc. R. Soc. Dec. 9, 1897.)

	Luft[4])	Stickstoff	Sauerstoff	Argon	Kohlensäure
Dichte	1.0000	0.96737	1.10535	1.37752	1.52909
Gewicht ein. Kubikmeters	1.29305	1.25186	1.42927	1.78124	1.97720 kg
Höhe d. homog. Atmosph.	7991	8261	7229	5801	5226 m
Barometerkonstante	18400	19021	16647	13357	12033 m

Setzt man diese Zahlen für H in die obige Gleichung ein, so findet man in verschiedenen Höhen die folgenden Partialdrucke[5]):

Höhe	0	10	20	50	100 km
Stickstoff	593.1	176.8	15.70	1.39	0.00328 mm
Sauerstoff	159.6	40.0	2.52	0.16	0.00016 „
Argon	7.1	1.3	0.04	0.001	0.00000 „
Kohlensäure	0.23	0.03	0.00	0.000	0.00000 „
Summe	760.0	218.1	18.26	1.55	0.00344 „

[1]) Die von Welsh bei Ballonfahrten gesammelten Luftproben ergaben nach den Analysen von Miller: Sauerstoffgehalt an der Erdoberfläche 20.92 Proz., in 4100 m 20.89 Proz., in 5500 m 20.75 Proz. und in 5680 m 20.89 Proz.

[2]) Im Meeresniveau unter 45° Breite.

[3]) Das Wort „wiegt" bedeutet hier den Druck einer Masse auf eine Unterlage unter dem Einfluss der örtlichen Schwere. Dieser Druck kann mit einer Federwage gemessen werden. Was man mit der Hebelwage wägt, ist die Masse m = Gewicht p. Das Gewicht eines Kilogramms würde auf der Sonne wie auch auf dem Mond immer dasselbe bleiben.

[4]) Frei von Wasserdampf und Kohlensäure.

[5]) Rechnet man auch mit 0.015 Volumprozenten Wasserstoff und mit Helium ein Hundertel davon, so erhöht sich der Druck in 100 km auf 0.05135 mm und die prozentische Zusammensetzung wird: Wasserstoff 92.9, Stickstoff 6.4, Helium 0.4 und Sauerstoff 0.3 Volumprozente, also schon mehr Helium als O!

Mittelst dieser Partialdrucke sind die im Haupttexte angegebenen Volumprozente der atmosphärischen Bestandteile in verschiedenen Hohen berechnet worden

Fur Wasserstoff und Helium sind die specifischen Gewichte 0 06960 und 0 1406, die Gewichte eines Kubikmeters 0 0899 und 0 18181, die Hohe einer homogenen Atmosphare ware fur Wasserstoff 114816, fur Helium 56834 Meter

Masse der Atmosphare Aus der Hohe der homogenen Atmosphare H konnte man angenahert die Masse derselben berechnen, wenn man selbe als eine Kugelschale von der Dicke H betrachtet Bezeichnet R den Erdhalbmesser, m die Masse eines Kubikmeters Luft oder das „Gewicht" desselben, so ist die Masse der Atmosphare = $\frac{4}{3}\pi\,[(R + H)^3 - R^3]\,m$ Wenn wir H aus dem Drucke der Atmosphare an der Erdoberflache bestimmen, so finden wir die Masse derselben zu klein, denn infolge der mit der Hohe abnehmenden Intensitat der Schwerkraft drucken die Luftschichten der grossen Hohen mit einer geringeren Intensitat auf die unteren, als ihrer Masse (bei konstanter Schwerkraft) entspricht Mascart schatzt die wahre Hohe der homogenen Atmosphare um 1/6 grosser und ebenso die Masse der Atmosphare gegenuber der obigen Annahme [1])

E. Physikalische Eigenschaften der Atmosphare. Von den physikalischen Eigenschaften der Atmosphare ist fur die Meteorologie am wichtigsten das Verhalten der Luft gegen den Durchgang der Warme, durch Leitung und durch Strahlung

1. Warmeleitungsvermogen der Luft Dasselbe ist hier hauptsachlich von dem Gesichtspunkt aus zu betrachten, mit welcher Geschwindigkeit sich thermische Wirkungen in ruhender Luft durch Leitung verbreiten Dieses Leitungsvermogen der Luft, die Temperaturleitungsfahigkeit, ist schon an der Erdoberflache ziemlich gross und zwar etwas grosser als die des Eisens, somit bedeutend grosser als die des festen Erdbodens Die „Temperaturleitungsfahigkeit" nimmt mit der Hohe zu und zwar in selbem Verhaltnis, in welchem die Dichte der Luft abnimmt, so dass dieselbe schon in Hohen von 10 km jener des Kupfers recht nahe kommt In sehr grossen Hohen der Atmosphare kann daher der Ausgleich der Temperaturunterschiede auch auf dem Wege der Leitung mit grosser Raschheit vor sich gehen

Das specifische Warmeleitungsvermogen k einer Substanz ist bekanntlich jene Warmemenge, welche in der Zeiteinheit durch einen Wurfel dieser Substanz von 1 cm Seite hindurchgeht, bei einer Temperaturdifferenz von 1° zwischen den beiden Grenzflachen, durch welche der konstante Warmestrom fliesst Wahlen wir zur Warmeeinheit diejenige Warmemenge, welche die Volumeinheit der Substanz selbst um 1° erwarmt, so bezeichnet k das thermometrische Mass des Leitungsvermogens, oder das Mass der Fortpflanzungsgeschwindigkeit thermischer Wirkungen in dieser Substanz Stefan hat fur k den Wert von rund 0 250 (fur cm/sek und 760 mm Druck) gefunden, fur die Temperaturleitung in der Atmosphare hat man aber 0 173 zu nehmen (Fur Eisen ist k = 0 183, fur Kupfer = 1 077)

Wahlt man als Warmeeinheit die gewohnliche Kalorie (d i die Warmemenge, welche die Volumeinheit Wasser um 1° erwarmt), so wird die Leitungsfahigkeit der Luft in diesem kalorimetrischen Masse 0 000053, d i ca 20000 mal kleiner als die des Kupfers und mehr als 3000 mal kleiner als die des Eisens Diese Leitungsfahigkeit der Luft ist vom Drucke unabhangig, also in allen Hohen die gleiche Dieses absolute Leitungsvermogen der Luft ist gemeint, wenn man von der Luft als schlechtem Warmeleiter spricht. Auf Substanzen von grosserer Dichte vermag die Luft in der That nur wenig Warme zu ubertragen

Die kalorimetrische Warmeleitung der Luft bei 0° ist im Mittel nach Stefan, Kundt-Warburg, Winkelmann, Gratz, Schleiermacher 0 0000533, sie wachst mit der Temperatur, es ist $k_t = k_0\,(1 + 0\,0022\,t)$ etwa Wenn es sich um die Temperaturfortpflanzung in der Atmosphare handelt, muss

[1]) Compt rend der Pariser Akad B 114 (I 1892) S 93 Wenn man wie gewohnlich die Schwereabnahme mit der Hohe in der Atmosphare zu 2 h R annimmt, so vernachlassigt man den Einfluss der Attraktion der Luftschichten von der Mächtigkeit h gegen jene der Erdmasse

man die specifische Wärme bei konstantem Druck einsetzen und nicht jene bei konstantem Volum, mit welcher obiger Wert 0.25 erhalten worden ist. Man findet dann die thermometrische Wärmeleitungsfähigkeit der Luft 0.173, also etwas kleiner als die des Eisens.[1])

Verhalten der Atmosphäre gegen die Sonnenstrahlung. Die atmosphärische Luft wirkt mit ihren Bestandteilen (einschliesslich der stets vorhandenen Trübungen durch feine, in ihr suspendierte Teilchen) auf zweifache Art auf den Durchgang der Wärme- und Lichtstrahlen. Sie absorbiert einerseits gewisse Strahlengattungen, lässt dieselben gar nicht durch, so dass an deren Stelle im Spektrum der Wärmequelle dunkle Streifen oder Bänder entstehen, andererseits schwächt sie mehr oder weniger die gesamte Strahlung, indem sie dieselbe durch innere Reflexionen nach allen Richtungen hin zerstreut, wodurch die Atmosphäre selbst zu einer licht- und wärmestrahlenden Hülle wird. Dieser Vorgang ist die Ursache des diffusen Tageslichtes, einer von allen Richtungen des sichtbaren Himmels kommenden Licht- und Wärmestrahlung. Im Spektrum der Licht- und Wärmequelle äussert sich diese Wirkung der Atmosphäre durch eine Schwächung aller Strahlengattungen, durch eine Abnahme der Grösse des sog. Transmissionskoëffizienten, d. i. des Bruchteiles der Strahlung, der durch eine Schichte von der Dicke Eins des durchstrahlten Mediums durchgelassen wird. Man nennt diesen Vorgang diffuse Reflexion, er tritt in allen Flüssigkeiten und Gasen ein, besonders wenn sie durch feine und feinste in denselben suspendierte Teilchen getrübt sind; also in trüben Medien, wie man kurz sagt. Auch die Atmosphäre ist ein solches trübes Medium, in welchem Stäubchen und feinste Teilchen verschiedener Natur bis zu grossen Höhen hinauf suspendiert sind.

Die Beobachtungen haben ergeben, dass die meisten Absorptionsstreifen und Bänder des Sonnenspektrums, welche der Atmosphäre ihre Entstehung verdanken, im roten Ende des Spektrums und weit darüber hinaus liegen, d. i. in jenem Strahlengebiet, welches keinen Lichteindruck mehr zu erzeugen vermag, aber durch Wärmewirkungen erkannt und gemessen werden kann. Es ist die sogenannte „dunkle Strahlung", welche von der Erdatmosphäre, und zwar hauptsächlich von deren Kohlensäure und Wasserdampfgehalt, absorbiert wird. Die von der erwärmten Erde selbst ausgehende Strahlung wird somit von der Atmosphäre sehr stark absorbiert (also die langwelligen Strahlen, wie sie von Körpern niedriger Temperatur ausgesendet werden), dagegen sehr wenig die leuchtende Strahlung der Sonne (also die kurzwelligen Strahlengattungen vom Gelb gegen das Ende des Spektrums, d. i. die Strahlung von Körpern sehr hoher Temperatur).

Die Atmosphäre übt demnach eine „auswählende" selektive Absorption auf die sie durchsetzenden Strahlungen aus. Die Fig. 1 (s. S. 12) zeigt dies sehr deutlich. In der Partie des Spektrums, von der Fraunhoferschen Linie A nach rechts, wo die dunkle Strahlung beginnt, zeigen sich grössere Lücken im Spektrum, während doch die Sonnenstrahlung an der Grenze der Atmosphäre höchst wahrscheinlich durch die punktierte Linie repräsentiert wird. In diesem Teile des Spektrums sind grössere Strahlengruppen geradezu ausgelöscht.[2])

---

[1]) Die specifische Wärme der Luft bei konstantem Druck ist 0.238, das Gewicht eines Kubikmeters 1.293 kg. die Wärmemenge, welche die Temperatur dieser Masse um 1° zu erhöhen vermag, somit 0.3077 × (b : 760) oder pro Kubikcentimeter 0.000308 bei 760 mm. Somit ist die Volumkapazität 0.0000533 : 0.000308 = 0.173.

[2]) Siehe Rubens u. Aschkinass, Wied. Ann. 1898, B. 64, S. 602. — Die Verteilung der Energie im Spektrum, die nahezu durch den Wärmeeffekt gemessen wird, ist folgende nach Langley:

Wellenlänge	0.40	0.47	0.53	0.58	0.60	0.65	0.75	0.77
Farbe	violett	blau	grün	gelb	orange	rot	dunkelrot	
Wärmeeffekt	5.3	14.1	19.3	21.7	21.9	22.2	20.7	20.2

Die diffuse Reflexion der Atmosphare zeigt ein ganz anderes Verhalten Die Beobachtungen ergaben, dass jede Strahlengattung ihren specifischen Durchlassigkeitskoeffizienten hat, und dass diese Transmissionskoeffizienten im roten Ende des Spektrums und daruber hinaus ihre grossten Werte erreichen, hingegen immer kleiner werden gegen das violette Ende des Spektrums Die diffuse Reflexion schwacht von den durchgehenden Strahlen die violetten und blauen am meisten, die roten und ultraroten am wenigsten Der Transmissionskoeffizient q wachst mit der Wellenlange der Strahlung in der Richtung vom blauen zum roten Ende des Spektrums So lasst z B nach Langley eine Luftschicht, die einen Druck von 100 mm auszuuben im stande ware, von den Strahlen am Ende des Violett (Wellenlange 0 36 Mikron, d h Tausendstel des Millimeters) 45 Proz durch,

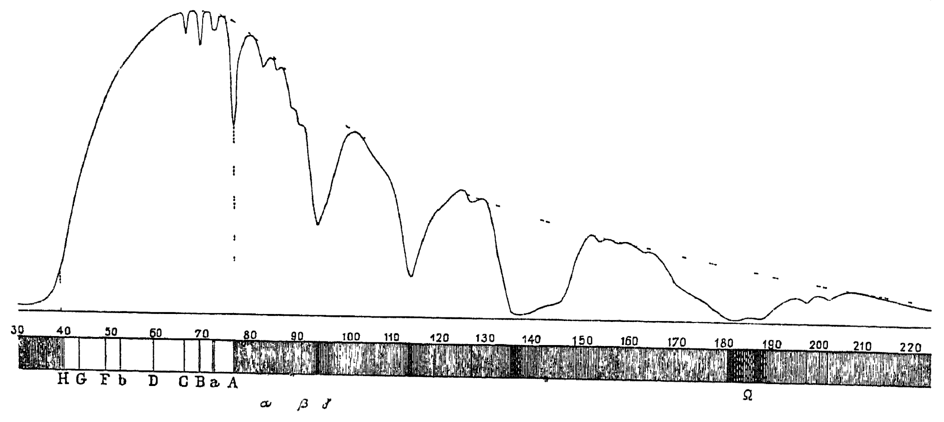


Fig 1
Verteilung der Intensität (Wärmewirkung) der Sonnenstrahlung im normalen Spektrum nach Langley

von den Strahlen in der Mitte des Gelb ($\lambda = 0\ 61$) werden 78 Proz, von dem roten Ende des Spektrums ($\lambda = 1\ 01$) schon 89 Proz und von den dunklen Strahlen ($\lambda = 2\ 3$ Mikron) sogar 93 Proz durchgelassen [1])

Dieses ganz verschiedene Verhalten der Atmosphare bei den Vorgangen der Absorption und der diffusen Reflexion einer Strahlung erklart die scheinbaren Widerspruche, zu denen man in Bezug auf das physikalische Verhalten der Atmosphare gegen die Sonnenstrahlung gelangt war, bevor man gelernt hatte, die genannten beiden Vorgange auseinander zu halten In Bezug auf die Absorption der Strahlung hat die Atmosphare Ahnlichkeit mit dem Glase, welches die leuchtenden Strahlen gut durchlasst (etwa 90 Proz davon), hingegen einen sehr namhaften Teil der dunklen Wärmestrahlung absorbiert Auf dieser Eigenschaft des Glases beruht ein Teil der Wirkung der Glashauser, die Lichtstrahlen werden fast ganz durchgelassen, die Strahlung des von ihnen geschutzten warmen Raumes wird hingegen zuruckgehalten Man hat daher, nicht ganz mit Unrecht, die Wirkung der Atmosphare mit jener der Glashauser verglichen, und dieser Vergleich ist durch die Ergebnisse der Untersuchungen von Langley nicht hinfallig geworden, wie es anfangs den Anschein hatte Die von demselben gemessenen Transmissionskoeffizienten beziehen sich nicht auf die Absorptionsverhaltnisse der Atmosphare, sondern auf die diffuse Reflexion der Strahlung durch dieselbe.

---

[1]) Langley, Researches on Solar Heat Washington 1884 S 151

Die physikalische Erklärung für die Änderungen der Transmissionskoëffizienten bei verschiedenen Wellenlängen beim Durchgang einer Strahlung durch trübe Medien hat Lord Rayleigh gegeben. Er hat nachgewiesen, dass, wenn die trübenden Teilchen kleiner sind als die Wellenlängen der Strahlung, die Zerstreuung der Strahlen im verkehrten Verhältnisse zur vierten Potenz der Wellenlänge erfolgt.

Die Wellenlänge des gelben Lichtes (bei D) ist z. B. 0.6, jene in der Mitte des Violett (bei H) 0.4, die Wellenlängen stehen also in dem Verhältnis von 3 : 2; das Gelb wird demnach zerstreut in dem Verhältnis $(1/3)^4 = 1 : 81$, das Violett nach $(1/2)^4 = 1 : 16$, also fünfmal stärker.

Abney fand durch Messungen der Helligkeit des Sonnenspektrums zu verschiedenen Jahreszeiten und verschiedenen Tagesstunden folgende Zahlen für die Lichtmengen nach Durchgang durch verschiedene Atmosphärendicken.[1])

Amosphärendicke			1	2	3	4	5	6	7	8	32
Sonnenhöhe, entsprechende			90°	30°	19.3°	14.3°	11.3°	9.3°	8.3°	7.3°	nahe Horiz.
							Lichtmenge:				
Rot	A	$\lambda = 0.76$ M	0.95	0.91	0.86	0.81	0.77	0.74	0.71	0.66	0.107
Orange	D	„ = 0.59	0.87	0.75	0.65	0.57	0.49	0.43	0.37	0.32	0.001
Blau	F	„ = 0.49	0.74	0.54	0.40	0.30	0.22	0.16	0.12	0.09	0.000
Violett	H	„ = 0.40	0.51	0.25	0.13	0.07	0.03	0.02	0.01	0.00	0.000
							Helligkeit der Sonne:				
Sonne		———	0.84	0.70	0.59	0.50	0.42	0.30	0.26	0.21	0.002

Man sieht, wie die Intensitäten der Strahlung infolge diffuser Reflexion vom roten gegen das violette Ende hin abnehmen (die Intensität jeder Strahlengattung ist für die obere Grenze der Atmosphäre gleich 1 gesetzt) und wie rasch mit zunehmender Tiefe der Sonne namentlich die blauen und violetten Strahlen geschwächt werden. Bei Sonnenuntergang (Atmosphärendicke 32 bis 35) ist nur mehr Rot und ein wenig Gelb vorhanden. Die Helligkeit der Sonne ist bei 14° Sonnenhöhe nur die halbe gegenüber dem Zenitstande, bei 7° ein Viertel und bei Sonnenuntergang ist sie 420mal kleiner, so dass wir ungestraft in die Sonne blicken können.

Wie mit zunehmender Höhe der Sonne, nimmt auch mit zunehmender Seehöhe auf Bergen die diffuse Reflexion ab, die das Licht zerstreuenden Teilchen werden spärlicher. Abney fand, dass in 2400 m der mittlere Koëffizient der Lichtzerstreuung schon sechsmal kleiner geworden als im Meeresniveau; in 1000 und 1300 m ist der Unterschied noch gering, über dieser Höhe nimmt die diffuse Reflexion sehr rasch ab und muss wohl in 6000 m schon sehr gering sein.[2])

Die Theorie von Lord Rayleigh erklärt die blaue Farbe des Himmels und die atmosphärischen Farbenerscheinungen bei Sonnenauf- und -untergang, sowie die Dämmerungsfarben, bei deren Zustandekommen aber die in den tieferen Schichten schwebenden gröberen suspendierten Teilchen die Hauptrolle spielen.[3]) Das Himmelsblau wird durch die kleinsten in der Atmosphäre suspendierten Teilchen erzeugt, welche das blaue Licht am kräftigsten zerstreuen und wieder reflektieren, und so den Lichteindruck der Himmelsbläue erzeugen. Je grösser die Zahl dieser Teilchen, desto reiner wird das Himmelsblau und desto reicher an Blau wird das Himmelslicht. Auf sehr hohen Bergen wird das Blau mehr gemischt mit dem dunklen Hintergrund des leeren Raumes, der Himmel wird an ganz klaren Tagen immer schwärzer mit der Höhe. Die Beimengung grösserer Wassertröpfchen und Stäubchen macht das Blau bei hoher Sonne weisslicher oder trüber, bei tiefer Sonne mehr mit Gelb und Rot gemischt. Das durchgelassene Licht wird immer reicher an gelben und roten Strahlen, je tiefer die Sonne sinkt.[4])

---

[1]) Capt. Abney: Transmission of Sunlight through the Earths Atmosphere. Phil. Trans. 1887 u. 1893. Vol. 184. Der mittlere Transmissionskoëffizient im Zenit bei 760 mm Luftdruck ist jetzt mit 0.834 recht sicher gestellt. Er gilt für die mittlere Sternfarbe, der Wellenlänge des Gelb entsprechend. Die für andere Wellenlängen gefundenen Transmissionskoëffizienten von Müller, Abney, Langley findet man zusammengestellt bei Scheiner, Strahl. u. Temp. der Sonne. S. 9.

[2]) Auf hohen Bergen und in grösseren Höhen der Atmosphäre überhaupt ist deshalb das Sonnenlicht viel reicher an violetten und ultravioletten, also an den sog. chemischen Strahlen, als an der Erdoberfläche. Der Sonnenbrand (Bräunung und selbst Entzündung der Haut) auf hohen Bergen, wo auch noch das vom Schnee reflektierte Licht dazukommt, ist wohl z. T. darauf zurückzuführen. Über die Absorption des ultravioletten Sonnenlichtes in der Atmosphäre siehe Elster u. Geitel in Met. Z. 1893. S. 48.

[3]) E. v. Lommel: Theorie der Dämmerungsfarben. Abh. d. k. bayrischen Akad. II. Cl. XIX. B. II. Abt. München 1897.

[4]) Die oben kurz dargelegte Theorie von der diffusen Reflexion des Lichtes innerhalb trüber Medien gründet sich auf die Beugung des Lichtes an feinen Teilchen, deren Dimensionen kleiner sind, als die kleinsten Lichtwellen. (J. W. Strutt, jetzt Lord Rayleigh, On the light from the sky, its polarisation and colour. Phil. Mag. IV. B. 41. 1871.) Einen experimentellen Beweis dafür, dass in trüben Medien die Transmissionskoëffizienten mit der vierten Potenz der Wellenlänge der Strahlung zunehmen, hat Lampa geliefert (Wiener Sitz.-B. B. 100, Abt. IIa. S. 733). Abney fand auf photometrischem Wege, dass die Transmissionskoëffizienten der Atmosphäre dasselbe Gesetz befolgen; Langleys mit dem Bolometer (das die Wärmewirkungen der Strahlung misst) gemessene Durchlässigkeitskoëffizienten wachsen etwas langsamer vom violetten zum roten Ende des Spektrums. Die Theorie der Beugungserscheinungen durch gröbere Teilchen, wie sie zumeist in den unteren Schichten der Atmosphäre anzutreffen sind, hat namentlich Lommel entwickelt (s. o. Citat).

Wenn man das Himmelsblau durch die Zerstreuung des Lichtes an feinsten Staubchen, die in der Atmosphare suspendiert sind, erklart, so bereitet die Frage nach der Natur dieser allgemein bis zu den grossten Hohen so uberaus gleichmassig verteilten Staubchen einige Schwierigkeit Man muss annehmen, dass diese Staubchen geradezu ein Bestandteil der Luft selbst sind Ich meinte einen Ausweg zu finden durch die Annahme, dass der Diffusionsstrom des atmospharischen Wasserdampfes bis zu den hochsten Schichten, wohin er nur kondensiert, aber stets wieder verdampfend, vordringen kann, diese feinsten allverbreiteten Teilchen liefern konnte Spater wurde ich bekannt mit der Ansicht von E Hagenbach, dass die Luft selbst durch innere Dispersion die blaue Farbe liefern mag Mehrfach von Luft reflektiertes Licht zeigt eine blauliche Farbe, was Hagenbach auch durch einen Versuch nachweisen konnte [1])

Neuerdings hat Rayleigh selbst die Frage behandelt, ob das Licht des Himmels durch die Diffraktion der Luftmolekule selbt horvorgebracht werden kann, oder ob man fremde suspendierte Teilchen flussig oder fest zu Hilfe nehmen muss Er findet, dass letzteres nicht notwendig ist, indem die aus der Molekulardiffraktion berechnete Schwachung des Lichtes in der Atmosphare ohne Zuhilfenahme fremder Teilchen mit der beobachteten Schwachung desselben genugend ubereinstimmt „Wir konnen schliessen, dass das von den Luftmolekulen zerstreute Licht genugt, um die blaue Farbe des Himmels zu erklaren, die nicht wesentlich dunkler ist als jene, die wir beobachten“ [2])

Die Behauptung von Spring, dass die Luft selbst eine blaue Farbe habe, hat Pernter widerlegt [3])

Wahrend der Lichtverlust der Sonnenstrahlung infolge des Zwischentretens der Atmosphare hauptsachlich durch die diffuse Reflexion (Lichtbeugung an den kleinsten Teilchen) erfolgt, ist der Verlust an dunkler Warmestrahlung hauptsachlich auf die wirkliche Absorption (ganzliche Ausloschung derselben, namentlich in gewissen Partien des infraroten Spektrums) zuruckzufuhren Besonders wirksam ist diese Absorption, wie die breiten „kalten Bander“ in Fig 1 zeigen, im Gebiete der grossen Wellenlangen, um 1 4 und 1·8 bis 1 9 Mikron, ja noch weiter daruber hinaus, in der dunklen Strahlung, bei Wellenlangen zwischen 2 6 und 6 3 Angstrom und Paschen fanden, dass es die Kohlensaure und der Wasserdampf sind, welche diese Strahlen fast ganz absorbieren, Luft, sowie Sauerstoff und Stickstoff allein zeigen keine nachweisbare Absorption Dass die dunkle Strahlung der Erdoberflache nicht in den Weltraum hinaus verloren geht, sondern zur Erwarmung der Atmosphare dienstbar wird, verdankt dieselbe also hauptsachlich ihrem Gehalt an Wasserdampf und Kohlensaure

Da die Absorption der Kohlensaure und des Wasserdampfes fast nur im infraroten Teile des Spektrums erfolgt, so hat sie fast keinen Einfluss auf die Leuchtkraft der Sonne Mit zunehmender Dicke der Atmosphare wird deshalb das durchgelassene Licht nicht so stark geschwacht als die „Warmestrahlung“ der Sonne, die erwarmende Wirkung der letzteren nimmt deshalb gegen Sonnenuntergang rascher ab, als deren Leuchtkraft

Die Absorptionsstreifen der Kohlensaure liegen im Strahlengebiete $\lambda = 4 0$ bis $4 8$ und $2 3$ bis $3 0$, im ersteren absorbiert eine Schicht CO_2 von 33 cm Dicke etwa 90 Proz, im zweiten 43 Proz der Strahlung, die Absorptionsstreifen des Wasserdampfes liegen hauptsachlich zwischen $\lambda = 4 5$ bis $6 3$ und $\lambda = 2 2$ bis $3 0$, im ersteren werden bis 94 Proz, im zweiten bis 80 Proz der Strahlung absorbiert Die von Langley gefundenen dunklen Banden im Sonnenspektrum entsprechen alle den Absorptionsstreifen der Kohlensaure und des Wasserdampfes

Rubens und Aschkinass haben die Absorption im Spektrum noch uber die Wellenlangen von 10 Mikron hinaus gemessen und gefunden, dass die Erdatmosphare durch ihren Kohlensaure- und Wasserdampfgehalt die Strahlengruppen von 12 bis 20 Mikron und von 24 Mikron vollkommen absorbiert, allerdings ist deren Warmeeffekt schon sehr gering [4])

Fur die Beurteilung der Wirkung des Kohlensaure- und des Wasserdampfgehaltes der Atmosphare ist wichtig zu beachten, dass selbst Schichten von geringer Dicke eines stark absorbierenden Gases hinreichen, die Strahlung stark zu absorbieren, weil die starkste Absorption schon in der ersten Schicht stattfindet, die folgenden immer weniger absorbieren Lecher hat gezeigt, dass eine Schicht Kohlensaure von 1 m Dicke (760 mm Druck) bei einer Sonnenhohe, die einer Schichtendicke von

[1]) Pogg Annalen B. 148 (1873) S 77 Basel, Juli 1871

[2]) On the transmission of light through an Atmosphere containing small particles in suspension and on the origin of the Blue of the sky By Lord Rayleigh Phil Mag Vol 47, S 375 (April 1899) — Transparency and opacity, Royal Institution March 24 1899

[3]) Ciel et Terre XX (1899) S 81 u S 177, 305 Wiener Akad. Anzeiger 1899 S 163

[4]) Wied Ann 1898 B 64 S 602

1.2 Atmosphären entspricht, 13 Proz. der Strahlung absorbiert, bei 1.7 Atmosphären nur mehr 6 Proz., bei 2.2 bloss 3 Proz., bei tiefer stehender Sonne hat die Atmosphäre schon selbst fast alle Strahlengruppen absorbiert, für welche die Kohlensäure eine besondere selektive Absorption ausübt. Bei einer Sonnenhöhe von 1.2 Schichtendicke entfallen nach Angström 0.26 Kalorien oder 16—19 Proz. der ganzen Strahlung auf das Spektralgebiet der Kohlensäureabsorption. K. Angström, Beob. über die Strahlung der Sonne. Wied. Annalen, B. 39 (1890), S. 294 etc. Paschen, Wied. Annalen, B. 51, S. 1 und B. 52, S. 209.

3. Durchsichtigkeit der Luft, Höhenrauch. Die Durchsichtigkeit der Luft hängt einerseits ab von ihrer grösseren oder geringeren Reinheit, d. i. Abwesenheit von suspendierten fremden Teilchen (Staub, Rauch, Nebel), andererseits auch bei völliger Reinheit von ihrer optischen Gleichartigkeit in Beziehung auf die Brechung und Reflexion der Lichtstrahlen. Ich will deshalb unterscheiden zwischen mechanischer und optischer Trübung.

A. Die „mechanische" Trübung der Luft durch in ihr schwebende Fremdkörper, Staubteilchen verschiedenster Art nimmt im allgemeinen mit der Höhe ab, abgesehen von der nebligen Trübung durch feine Wasserteilchen, den Kondensationsprodukten des Wasserdampfes; dieselbe hat eine tägliche und in manchen Teilen der Erde auch eine ausgeprägte jährliche Periode. Die tägliche Erwärmung der Luft am Erdboden bedingt aufsteigende Luftbewegungen und eine Verstärkung der Winde, welche die Staubteilchen mit sich führen und die Trübung in immer höhere Schichten tragen.[1]) In Gegenden, wo es längere Trockenzeiten giebt, häuft sich der Staubgehalt der Luft immer mehr an und dringt zu grossen Höhen hinauf, da die Staubteilchen durch die Sonnenstrahlung sich viel stärker erwärmen als die Luft, sich dadurch mit einer leichteren Lufthülle umgeben, welche sie nicht bloss schwebend erhält, sondern auch immer höher emporzusteigen gestattet. Die Nachmittags oft eintretende neblige Trübung der Luft in den höheren Schichten durch die mit dem höheren Stande der Sonne immer lebhafter werdende aufsteigende Luftbewegung und die dabei stattfindende teilweise Kondensation des Wasserdampfes kann erst später erörtert werden.

Die Trübung der Luft durch Rauch in der Umgebung grosser Städte, durch das Moorbrennen[2]), durch das Abbrennen der Savannen in der Trockenzeit in Afrika[3]), durch Waldbrände (Nordamerika, Russland etc.) kann hier nur erwähnt werden. Meidinger (Karlsruhe) sieht im Rauch die hauptsächlichste Ursache jeder Trübung der Luft und Beschränkung der Fernsicht.

J. Aitken hat Apparate ersonnen, mittels welcher er Luftproben in Bezug auf ihren Stäubchengehalt untersuchen kann. Dieser Autor ist geneigt, alle Formen der Trübung der Atmosphäre, der Beschränkung der Fernsicht und selbst der Luftfärbung durch die von ihm kontrollierte Zahl der Luftstäubchen zu erklären.[4])

---

[1]) Walther sah von Samarkand aus am Mittag und Abend das nur 20 km entfernte Turkestan-Gebirge nur in kaum erkenntlichen Umrissen, am Morgen aber lag das ganze Gebirge mit scharf gezeichneten Konturen so klar vor ihm, etwa wie man die Kurfirsten vom Wallenstädter See aus sieht.

Die Trübung der Luft in der heissen Zeit in Indien ist so stark und der feine Staub wird durch die tägliche aufsteigende Bewegung der erhitzten Luft über den Ebenen in so grosse Höhen emporgeführt, dass selbst von Simla aus (2150 m) die gegenüberliegende Bergkette, obgleich sie nur 6—7 km entfernt ist, oft unsichtbar wird. (Blanford.)

[2]) Prestel, Pet. Geogr. Mitt. 1858. S. 106. Z. f. Met. III. 326 u. IV. 443 u. 465. Schmid, Meteorologie. S. 791 etc.

[3]) Über die ungeheure Verbreitung dieser Trübung in Ostafrika s. A. v. Danckelmann. D. Met. Z. I. (1884.) S. 301.

[4]) Transactions R. Soc. Edinburgh Vol. XXXV. I. 1880, S. 1. Verbesserung des Apparates, Konstruktion eines Tascheninstrumentes. Proc. R. S. E. Vol. XVI. (1889.) S. 135/72. Die im folgenden in grösster Kürze dargelegten Ergebnisse Aitkens findet man in Transact. R. S. E. Vol. XXXV. I. Vol. XXXVII. I. S. 17 u. III. S. 621.

Aitkens Apparat gestattet, die Anzahl der feinen Teilchen (Stäubchen, „dust“), die in einer Luftprobe enthalten sind, zu zählen, indem dieselben durch rasche Verdünnung feuchter Luft zu Kondensationskernen gemacht werden. Es wird also die Zahl dieser Kondensationskerne bestimmt. Die auf eine geteilte Glasplatte niederfallenden feinen Wassertropfen werden mikroskopisch genau gezählt. Die derart bestimmte Anzahl der Luftstäubchen ist ganz überraschend gross. Es enthielt z. B. Luft nach einem Regen per Kubikcentimeter 32000, bei schönem trockenen Wetter 130000 Stäubchen, die Luft eines Zimmers, in dem zwei Gasflammen brannten, deren 1.9 Millionen, ja die Luft nahe der Decke sogar 5.4 Millionen. Die Verbrennungsprozesse führen der Luft ausserordentlich viel Stäubchen zu. Luftproben aus einem Garten in Paris enthielten 100—200000 Stäubchen, ähnlich Luft in Victoria Street London 100—140000, zu Glasgow (Winter) 170—470000, zu Edinburgh (Winter) 45000 bis 250000. Diese wie alle folgenden Zahlen gelten pro Kubikcentimeter. Die Luft auf hohen Bergen enthält viel weniger Stäubchen[1]), z. B. auf dem Rigi Kulm (1880 m) an manchen Tagen deren nur 400—800, wenn aber nachmittags aufsteigende Winde den Gipfel erreichen, steigt der Staubgehalt der Luft zuweilen auf 6—7000. Luft, die von dichter bewohnten Gegenden kommt, ist sehr stäubchenhaltig, Luft von bewaldeten Bergen, namentlich aber vom Ozean her ist relativ arm an solchen. Wenn auf dem Rigi die Luft von den Alpen her kam, war das Mittel der höchsten Zahlen 1300, die der kleinsten 420, wenn aber der Wind von den bewohnten Gegenden unten kam, waren diese Zahlen 5700 und 1100.

Zahl der Stäubchen im Kubikcentimeter im Mittel, wenn die Luft kam

	vom Mittelmeer	von den Alpen	vom schottischen Hochland	vom Atlantic
mittlere	1600	890	550	340
kleinste	890	380	140	70

Alle diese Luft ist sehr rein gegen die Luft in der Umgebung bewohnter Orte. Nach Regen enthält die Luft wenig Stäubchen, Aitken meint, nicht deshalb, weil der Regen die Luft auswascht, sondern weil mit dem Regen reinere Luft aus der Höhe herabgebracht wird. Stärkere Winde vermindern oft die Stäubchenzahl, weil die unten stärker verunreinigte Luft mit jener aus höheren reineren Schichten sich mischt.[2])

Aitken meint eine innige Beziehung zwischen dem Stäubchengehalt der Luft und dem Grade der Durchsichtigkeit derselben festzustellen. Je höher der Staubgehalt, desto undurchsichtiger wird die Luft.[3]) Der Duft, der ferne Berge mehr oder weniger verschleiert, ist ein Effekt der Luftstäubchen. Aitken konnte geradezu den Satz aufstellen, das Produkt aus der Stäubchenzahl und der Weite der Fernsicht ist nahezu eine konstante Zahl. Doch nur bei gleicher Luftfeuchtigkeit, je grösser die Trockenheit der Luft, desto grösser ist die Fernsicht bei gleicher Stäubchenzahl.[4]) Die Zunahme der Undurchsichtigkeit der Luft mit zunehmender Feuchtigkeit ist wohl in der Kondensation des Wasserdampfes auf den Stäubchen zu suchen, wodurch dieselben vergrössert werden (ohne dass es zu eigentlicher Nebelbildung kommt). Bei 400 Stäubchen pro Kubikcentimeter ist die Grenze der Sichtbarkeit 400 km, bei 5000 aber kaum 25 km. Eine vollständige Trübung wurde erzeugt bei einer Psychrometerdifferenz von 2—4° F durch 12½ Tausend Millionen Stäubchen, bei 4.7° durch 17 Tausend, bei 7—10° durch 22½ Tausend Millionen. Wenn zu Falkirk (zwischen Edinburgh und Glasgow) die Winde von W, NW und N, also vom schottischen Hochland herkamen, war die Luft sechsmal klarer als bei Südwinden (aus dichter bewohnten Gegenden) und sogar neunmal klarer, wenn die Luft trocken war (Psychrometerdifferenz mindestens 3° F). Ist die Psychrometerdifferenz viermal grösser, so wird die Luft viermal klarer.

Aitken glaubt gefunden zu haben, dass die Farben bei Sonnenauf- und -untergang, sowie die Färbung der Berge vom Thale aus gesehen viel lebhafter sind, als von hohen Berggipfeln aus, das Licht geht unten durch mehr Luftstäubchen und wird dadurch reicher an gelben und roten Strahlen.[5])

Die Frage nach der Natur dieser Stäubchen oder Kondensationskerne schien einige Schwierigkeiten darzubieten. In den unteren Schichten sind dieselben jeden-

---

Vol. XXXIX. I. (1897.) S. 15. Proc. R. S. E. Vol. XVII. (1890.) S. 193. Vol. XX. (1893). S. 76. Man s. auch Melander. Sur la condensation de la vapeur d'eau dans l'atmosphère. Helsingfors 1897. Eigene zahlreiche Beobachtungen und kritische Diskussion derselben, sowie jener von Aitken.

[1]) Stäubchenzahl am Monte Mottorone bei Baveno

am Fuss	in 300 m	460 m	600 m Höhe
4700	3300	2200	1450

Wenn aber der Wind bergauf wehte, gab es auch in 460 m 3400, in 600 m (alles relative Höhen) 3100 Stäubchen.

[2]) Wir folgen hier überall den Ansichten Aitkens.

[3]) Bei einer Stäubchenzahl von 1800—2000 war der Hochgerrach vom Rigi aus in ca. 110 km gegen Ost kaum noch sichtbar, bei 3—800 Stäubchen war er fast ganz klar, freilich war dann auch die Luft trockener.

[4]) Diese Konstante (Produkt aus Sichtbarkeit in englischen Meilen und der Stäubchenzahl im Kubikcentimeter) war auf einigen höher gelegenen Orten (inbegriffen Rigi Kulm):

Psychrometerdifferenz	2—4°	4—7°	7° F u. darüber
Konstante	76000	105500	141000

[5]) A. Schuster war erstaunt, dass auf der Hochebene von Tibet die Rötung der Wolken am Abende, die bei uns so häufig zu sehen ist, nur selten eintrat, und dann war die Färbung mehr Gelb als Rot.

falls zum grössten Teil gewöhnlicher feiner Staub, namentlich von Verbrennungsprodukten herstammend. Aber nicht alle Beobachtungen Aitkens lassen sich auf solche Stäubchen zurückführen. Man ist vielfach in der Interpretation der Beobachtungen von Aitken so weit gegangen, zu behaupten, „ohne Stäubchen keine Kondensation des Wasserdampfes, kein Regen". Aitken verwahrt sich jetzt (1897) dagegen und führt an, dass er schon 1881 bemerkt habe, dass die Bildung der Kondensationskerne auch ohne Stäubchen durch den Sonnenschein vor sich gehen könnte. In der letztcitierten Abhandlung führt nun Aitken Beobachtungen an, dass in der That, bei sehr staubfreier Luft, sobald Sonnenschein eintrat, die Zahl der nuclei sehr rasch anwuchs bis zu vielen Tausenden in den Nachmittagsstunden, aber gleich wieder abnahm, wenn die Sonne nicht mehr schien. Experimente ergaben, dass staubfreie Gase von Ammoniak, salpetriger Säure und Salpetersäure, Wasserstoffhyperoxyd, schwefelige Säure etc. aktiv werden, d. i. nuclei für die Kondensation des Wasserdampfes bilden, wenn sie von der Sonne beschienen werden. Für gewöhnliche filtrierte Luft konnte das nicht nachgewiesen werden.[1]) Aber die jetzt wohl sichergestellte Thatsache einer Ionisierung der Luft durch die (ultravioletten) Sonnenstrahlung, einer Art Dissociation der Luftmoleküle, bei welcher die Teilchen eine positive und negative elektrische Ladung annehmen (und derart die Elektrizität leiten wie elektrolytische Flüssigkeiten), dürfte auch diese Schwierigkeit beseitigen. Die Experimente zeigten, dass die negativen Ionen zuerst als Kondensationskerne des Wasserdampfes auftreten, so dass bei Übersättigung ionisierter Luft keine Stäubchen nötig sind, um Kondensation zu bewirken.

B. Die „optische" Trübung der Luft hat ihren Sitz in der reinen Luft selbst, und spielt bei der Durchsichtigkeit derselben sicherlich eine grosse Rolle, welche zumeist noch nicht genügend gewürdigt wird, indem die Erscheinungen einer Trübung der Luft insgesamt den in ihr suspendierten Verunreinigungen, den Stäubchen oder einer Nebelbildung zugeschrieben werden. Durch den merkwürdigen sog. Höhenrauch vom August 1881 (s. später) hat sich mir die Unterscheidung zwischen mechanischer und optischer Trübung geradezu aufgedrängt, und das Studium der darauf bezüglichen Litteratur liess dieselbe begründet erscheinen.

Es giebt meteorologische Vorgänge, welche die reine Luft zu einem optisch nicht homogenen Medium machen, zu einem Gemenge stärker und schwächer brechender Bestandteile.[2]) Die Lichtstrahlen werden beim Durchgange durch dasselbe vielfach und unregelmässig gebrochen, reflektiert und zerstreut und dadurch geschwächt, so dass man die Gegenstände nur wie durch ein trübes Medium sieht. Die Sichtbarkeit derselben wird noch dadurch vermindert, dass die Luft selbst Licht reflektiert, beleuchtet erscheint und derart über die dahinter befindlichen Objekte einen das Auge blendenden Schleier wirft. Da dieses von der Luft reflektierte Licht polarisiert ist, und zwar um so mehr, je mächtiger die Luftschicht ist, so kann man dasselbe mittels eines Nicolschen Prisma, das vor das Auge oder das Fernrohr gehalten wird, abblenden, wodurch die Sichtbarkeit und Deutlichkeit ferner Objekte bedeutend erhöht wird. Darauf haben Hagenbach und Tyndall schon 1873 aufmerksam gemacht. Der Duft, der ferne Berge verschleiert, die Aussicht hemmt und undeutlich

[1]) Trans. R. S. E. XXXIX. I. S. 22.

[2]) Die Wirkung unregelmässiger Reflexionen und Refraktionen auf die Durchsichtigkeit eines Mediums wird am auffallendsten durch ein Experiment von Christiansen ersichtlich gemacht. Wenn man homogenes Glas vom gleichen Stücke pulverisiert und frei von jeder Verunreinigung in ein Glasgefäss mit parallelen Wänden bringt, so ist dasselbe völlig undurchsichtig, opak. Wenn aber eine Flüssigkeit beigemengt wird, welche denselben Brechungsexponenten hat und die Zwischenräume ausfüllt, so wird das Gemenge sogleich optisch homogen und vollkommen durchsichtig.

macht, wird durch Verwendung eines Nicolschen Prismas zum grossen Teile unschadlich gemacht. Bei mechanischer Trubung der Luft leistet es diese Dienste nicht.

Die Veranlassung zu einem derartigen Zustande der Luft, durch welchen sie optisch heterogen und gleichsam ein trubes Medium wird, kann eine mehrfache sein. Gewohnlich wird dieser Zustand durch den taglichen Erwarmungsvorgang bedingt. An heiteren, ruhigen, sonnigen Tagen, wo sich der Boden stark erwarmen kann, besteht die ganze Luftmasse zwischen dem Beobachter und einem entfernten Gegenstande aus einem Gemenge von unzahligen warmeren und kalteren Luftsaulchen oder auch „Lufttropfchen“, welche die Luft optisch heterogen machen.[1])

Dieser Zustand macht sich nachmittags bei ruhiger Luft am starksten bemerklich, und im Sommer viel mehr als im Winter. In den fruhen Morgenstunden ist er am wenigsten vorhanden oder fehlt ganz, weil dann die aufsteigenden warmen Luftsaulchen oder Lufttropfchen fehlen. Die Temperaturschichtung der Luft ist bei Nacht und am fruhen Morgen eine horizontale. Die Luftmassen gleicher Temperatur und gleicher Dichte liegen in regelmassigen horizontalen Schichten ubereinander, der Lichtstrahl kann etwas abgelenkt werden, er wird aber nicht merklich geschwacht und es findet keine Lichtzerstreuung statt.

Eine andere Ursache der optischen Trubung kann in der Mischung verschieden temperierter und verschieden feuchter Luft liegen, wenn ungleichartige Luftstromungen ubereinander wehen und durch Mischung und Diffusion Luft austauschen.[2]) Auch beim Eintritt eines Barometermaximums (Beginn schonen Wetters) kann das Herabsinken trockener Luft aus der Hohe in die Nahe der Erdoberflache durch Mischung mit der feuchten unteren Luft dieselbe optisch heterogen machen. Die Klarheit der Luft vor oder in den Pausen des Regenwetters, sowie der Duft, der als Anzeichen des Wiedereintretens trockener Witterung angesehen wird, sind zum grossen Teile auf solche Verhaltnisse zuruckzufuhren.

Marschall Vaillant hat schon die Ansicht ausgesprochen, dass die warmen Winde aus S und W, die den Regen bringen, eine grossere Gleichmassigkeit zwischen der Temperatur des Bodens und der Luft bedingen, also gleichmassige Dichte und damit grossere Durchsichtigkeit.[3])

Die grosse Durchsichtigkeit der Luft bei W- und NW-Winden auf der Ruckseite einer Barometerdepression ist wohl darauf zuruckzufuhren, dass dann die Luft bis zu grossen Hohen hinauf homogen ist, denn diese Winde erstrecken sich bis zu den grossten Hohen der Atmosphare. Umgekehrt verhalt es sich bei den Ostwinden, welche seichte Stromungen sind. R. Russel findet in der That, dass bei NE-Wind Trubung (Haze, dry mist) am haufigsten ist, auch dort, wo der Wind uber das Meer herkommt und demnach wenig Staubchen fuhren kann. Wenn der NE bis zu grossen Hohen herrscht, dann fehlt der Duft (Haze). Derselbe herrscht stets, wenn Grund ist anzunehmen, dass die Luft in den kleinsten Partien heterogen ist.

Fur die Durchsichtigkeit ist gunstig nach Russel: Trockenheit der Luft in den unteren Schichten, Warmestrahlung des Bodens unter dem Mittel, stetige und homogene Luftstromungen bis zu grossen Hohen, Gleichformigkeit der Temperaturdifferenz zwischen Land und See, wenig Staub. Die grosste Durchsichtigkeit tritt oft dann ein, wenn der Wind von S oder von SW nach W und NW geht, wahrend die Luft kalter wird. Die Durchsichtigkeit steigt dabei, auch wenn kein Regen gefallen ist, von 40—50 km auf 130—160 km. Ursache ist wohl die grossere Gleichformigkeit der Luft oben und unten durch Herabsteigen reiner Luft von oben. Der W- und NW-Wind haben die grosste, der NE die kleinste Durchsichtigkeit.[4])

Hamberg fand, dass in den warmeren Monaten zu Upsala bei trockenem Wetter eine Trubung

---

[1]) Auch ganz reines Wasser wird, wie Spring gezeigt hat, bei Erwärmung infolge von Konvektionsströmungen undurchsichtiger, gleichsam truber.

[2]) E. Renou meint: Warme feuchte Luft in hoheren Schichten eintretend, während in der Tiefe kältere feuchte Luft lagert, giebt eine getrubte Atmosphäre, wie eine gesättigte klare Zuckerlosung das reine Wasser trübt, so lange die Mischung unvollkommen, ist dieselbe vollständig geworden, so wird sie homogen und wieder klar. — Der trockene Nebel und Hohenrauch insbesondere vom Juli 1869 hat zu vielen Diskussionen Veranlassung gegeben. S. Zeitschr. f. Met. V. 1870. S. 237—241. Nouvelles météorologiques 1870 pag. 80.

[3]) Annales de Chemie et Physique 1867. t. XII. 249.

[4]) Rollo Russel, Haze, Fog and Visibility. Quart.-Journ. R. Met. Soc. XXIII. (1897.) S. 10 u. S. 145.

eintritt, „deren Ursache noch unklar" ist. Sie findet aber wohl durch obige Erörterungen ihre Erklärung.[1])

Die grösste Durchsichtigkeit erlangt die Luft in allgemeinen absteigenden Luftströmungen, da dieselben thermisch und deshalb auch optisch homogen, ohne neblige Trübung und auch staubfrei sind, namentlich im Winter, wo vom Boden keine erwärmten Luftpartikelchen aufsteigen. Föhnwinde und die warmen trockenen Winde, die zuweilen aus Gebieten hohen Luftdruckes schräg herauswehen, lassen die Luft meist ausserordentlich klar und durchsichtig erscheinen.[2])

Am durchsichtigsten ist die Atmosphäre namentlich im Spätherbst und Winter in jener warmen Luftschicht, die in absteigender Bewegung begriffen im Gebiete der Barometermaxima auf den unteren kälteren, meist neblig getrübten Schichten schwimmt.

Wenn im Winter eine Anticyclone über der Schweiz liegt, schreibt mir E. Hagenbach, dann hat man auf den Höhen des Jura einen prachtvollen Anblick. Die ganze innere Schweiz ist mit einem Nebelmeer bedeckt, auf das man herabsieht, über sich hat man den ganz wolkenfreien Himmel von einem Blau, wie man es gewöhnlich nur in Italien sieht, vor sich hat man die ganze Alpenkette in einer Klarheit, wie sie im Sommer nie vorkommt, nicht nur vom Mont Blanc bis zum Säntis, was im Sommer als ein non plus ultra gilt, sondern auch noch tief nach Bayern und Österreich hinein. Ich erkläre mir die Erscheinung dadurch, dass infolge des Nebelmeeres aufsteigende Luftbewegung ganz ausbleibt, während im Sommer vom Boden her, wie über einer heissen Platte, warme Luftfäden oder Schlieren aufsteigen und dadurch die „optische" Trübung veranlassen. Das Sehen in die Ferne wird nicht deshalb getrübt, weil das Licht der fernen Gegenstände abgehalten wird (wie es bei der „mechanischen" Trübung der Fall ist), sondern weil das an den Grenzflächen verschieden brechender Luft reflektierte Licht das Auge blendet. Man sieht die fernen Berge aus einem subjektiven Grunde nicht, den man durch ein Nicolsches Prisma beseitigen kann, bei der mechanischen Trübung aber aus einem objektiven Grunde, indem das Licht durch suspendierte Partikelchen abgehalten wird, in diesem Falle nützt ein Nicolsches Prisma nichts.[3])

Schultheiss berechnet die Wahrscheinlichkeit einer Alpenaussicht von Höchenschwand (1000 m, südl. Schwarzwald) aus im Winter zu 0.41, im Frühling 0.22, im Sommer zu 0.13, im Herbst zu 0.18. In 90 Proz. aller Fälle einer besonders schönen Alpenaussicht herrschte eine abwärts gerichtete Bewegung der Luft, 57 Fälle kamen auf anticyclonische Witterung, 33 Fälle auf Föhnwind, die übrigen 10 Proz. traten nach Regen ein. Met. Z. 1896. S. 445. Meidinger (Ueber Durchsichtigkeit der Luft. Verh. d. naturw. Vereins in Karlsruhe. XI. 1896. S. 360) möchte die Trübung auf Rauch zurückführen, was Schultheiss widerlegt.

In sehr grossen Höhen, in trockenen Klimaten ist die Durchsichtigkeit der Luft meist sehr gross. A. Schuster fand eine Schätzung der Entfernung auf den Hochebenen zu Tibet unmöglich. Auf dem Kyan Chu-Plateau werden Objekte in 16 km Entfernung noch so scharf gesehen, wie auf 1 km. Man sieht wie durch ein Vakuum, der Luftton fehlt. Ähnliche Erfahrungen machte Langley in seinem Lager am Mt. Whitney in Kalifornien in 4000 m Höhe.

C. Höhenrauch (Haarrauch[4])), trockener Nebel. Wenn die Trübung der Atmosphäre bei wolkenlosem Himmel und relativ trockener Luft sehr stark wird, eine grössere Verbreitung erlangt hat und von längerer Dauer ist, so spricht man von Höhenrauch. Die Ursache desselben ist sicherlich in sehr vielen Fällen eine

---

[1]) Über Durchsichtigkeit der Luft in Upsala. Z. f. Met. XVI. (1881.) S. 457.

[2]) Gleichmässig warme Luft, die bis zu grossen Höhen reich an Wasserdampf, aber dabei relativ trocken ist, scheint eine der Bedingungen zu sein für das Zustandekommen der sattblauen, etwas ins Violette hinüberspielenden warmen Luftfarbe der Mittelmeerländer. Auf der Nordseite der Alpen beobachtet man diesen Luftton bei Föhnwinden, das Bergblau ist dann besonders kräftig und von einem warmen Ton, die Konturen der Berge erscheinen auf grosse Entfernungen hin sehr scharf.

[3]) Hagenbach macht mich auch aufmerksam auf eine Beobachtung über grünes Himmelslicht von Louis Soret, die in den Archives de Genève mitgeteilt wird („sur les lueurs crépusculaires"). Mit Hilfe eines Nicols konnte S. die grüne Farbe in eine gelbrote verwandeln, indem das Grün entstand aus der Mischung des von der Luft zurückgeworfenen blauen Himmelslichtes und des von Staub oder Wasserpartikelchen reflektierten Lichtes der untergehenden Sonne. Das Nicolsche Prisma blendete das polarisierte blaue Himmelslicht ab. Dieser Versuch spricht auch dafür, dass optische und mechanische Trübung zwei wesentlich verschiedene Dinge sind.

[4]) Die Bezeichnung „Haarrauch" soll daher kommen, dass die Anhöhen in der Nähe von Niederungen und Mooren in Nordwestdeutschland Haaren genannt werden, und sich zur Moorkultur und Rasenbrennen, welches Höhenrauch liefert, am besten eignen. In Russland, sagt Kämtz, heisst letzterer Tuman-gar, d. i. ein brandig riechender Nebel. Kämtz Rep. I. S. 106 u. III. S. 191.

rauchige Trubung der Luft infolge von Moorbrennen, Wald- und Prarie- (Savannen-) Branden etc [1]) Er tritt aber nicht selten auch unter Umstanden auf, welche diese einfache Erklarung unwahrscheinlich machen Wenn nach langem Regenwetter im Sommer rasch schone trockene Witterung sich einstellt, tritt oft zugleich sehr verbreiteter intensiver Hohenrauch auf [2]) In diesen Fallen ist die Trubung wohl zumeist eine optische, und die Ursache vielleicht der nasse Boden und die von oben herabsinkende trockene Luft des Barometermaximums Die starke Verdampfung an der Erdoberflache macht dann die Luft uber derselben sehr ungleichmassig dicht, mehr oder minder mit Wasserdampf gemischt, was Veranlassung giebt zu aufsteigenden Luft- und Wasserdampffaden, welche die Atmosphare optisch truben

Dagegen ist der sommerliche Hitzenebel Spaniens, Calina genannt, sowie der Gobar in Athiopien wohl ein Effekt beider Ursachen, der mechanischen (Staub-) Trubung der Luft, und zumeist vielleicht einer optischen Trubung derselben durch aufsteigende warme Luftfaden Nach M Willkomm, der eine charakteristische Beschreibung der Calina gegeben hat, unterscheidet sich dieselbe sehr wesentlich von einer rauchigen Trubung Die Calina ist ein Erzeugnis der Hitze und hat daher auch wohl mit Recht ihren Namen [3]) Auch A d'Abbadies Beschreibung des Auftretens des Gobar spricht mehr fur eine optische Trubung Die Luft ist dabei trocken, hat im Mittel nur 40 Proz Feuchtigkeit, zuweilen nur 20 Proz, bei 72 Proz. verschwand die Trubung [4])

III. Wärmequellen für die Erdatmosphäre.

1 Sternenstrahlung und „Temperatur des Weltraums" Uber die Grosse der Sternenstrahlung lasst sich nur sagen, dass dieselbe sehr klein sein muss, und zwar selbst gegen die Strahlung der Atmosphare, von der wir sie bei Versuchen einer Messung nicht trennen konnen Langley ist uberzeugt, dass die vereinigte Strahlung der Sterne und der Planeten nicht dem zehntausendsten Teil einer kleinen Kalorie gleichkommen mag und dass keine Aussicht vorhanden ist, dieselbe jemals messen zu konnen, sowohl wegen ihrer Kleinheit als wegen des Dazwischentretens der eigenen Strahlung der Atmosphare Derselben Ansicht ist S. Newcomb Maurer weist nach, dass es ebenso aussichtslos ist, die Sternenstrahlung berechnen zu wollen [5])

---

[1]) J Prestel, l c Schmid, Lehrbuch, S 792 etc Kämtz, Lehrbuch d Met III S 197 A Muller, Bildung des Höhenrauchs Pogg Ann CVI 1859 S 289 erklart den Hohenrauch in klarer Weise als das, was ich oben eine „optische Trubung" genannt habe „Ich betrachte den Hohenrauch als Luft, welche durch zahlreiche darin suspendierte wärmere und somit verdünnte Lufttropfchen einen Teil der Durchsichtigkeit eingebusst hat" — „Wenn die Ausdehnung des dishomogenen Mediums hinlänglich gross ist, muss das Resultat dasselbe worden, als ob die Lichtstrahlen durch Milch gegangen wären Die Sonne muss eine braungelbe Färbung annehmen, wie wenn sie durch Beinglas betrachtet wird"

[2]) So sehr auffallend im Juni 1881, dann wieder Anfang August, ferner 28/30 August 1885 ebenfalls beim Beginn schonen trockenen Wetters nach langer Regenzeit Barometermaximum uber Mitteleuropa Anfang August 1881 sah ich im Innthal bei Hall die so nahen Bergwände rechts und links kaum, die Sonnenscheibe konnte man ungestraft ansehen, dabei war der mattblaue Himmel vollig wolkenlos und rein, ein merkwurdiges, fast unheimliches Bild Vom Gebhardsberge bei Bregenz sah man wie ins Leere, die nahen Berge des Rheinthales blieben unsichtbar Billwiller berichtete mir gleichfalls von dem in der Schweiz bei der grossen Durre vom 5—8 August allgemein verbreiteten trockenen Nebel (Hohenrauch) Auf Berggipfeln soll, in den höheren Regionen wenigstens, nichts Besonderes wahrgenommen worden sein

[3]) Pogg Annalen B 78 (1849) S 431

[4]) Ant d'Abbadie Nature Vol 39 S a F A R Russel, The causes and character of Haze Nature Nov 21 1889 J H Pointing, Haze Nature Vol 39 S 323 (Jan 1889)

[5]) Langley, Researches on solar heat p 122 Maurer, Met Z 1890 S 18 C V Boys Messungen mit dem „Radiomikrometer" sollen eine Wärmemenge im Betrage von 1 150 000 der vom Vollmond ausgestrahlten

Desgleichen müssen wir darauf verzichten, die sog. „Temperatur des Weltraumes“ zu erschliessen, sei es durch Beobachtungen, sei es durch Rechnung. „Temperatur des Weltraumes“ ist an sich überhaupt ein ganz unbestimmter Begriff; man versteht darunter wohl zumeist die Temperatur, welche ein schwarzer, berusster Körper (der alle strahlende Wärme absorbiert) ohne Atmosphäre an Stelle unserer Erde annehmen würde unter dem Einfluss der Sternenstrahlung, bei Ausschluss der Sonnenstrahlung. Diese Temperatur wäre jedenfalls sehr niedrig, sicherlich viel niedriger, als die tiefste je auf der Erde beobachtete Temperatur (ca. — 70° C.), und als die tiefsten in den höchsten Schichten der Atmosphäre schon registrierten Wärmegrade (unter — 80°).

Die von Pouillet berechnete Temperatur des Weltraumes von —142°, die so lange Zeit hindurch Beachtung gefunden hat, ist gegenwärtig als völlig bedeutungslos erkannt worden. Indem P. die Temperatur der Erde am Äquator aus dem Temperaturgleichgewicht zwischen der Strahlung der Sonne und der Sterne einerseits und der Wärmeausstrahlung andererseits zu berechnen versuchte, fand er für erstere den Betrag von 3.13 Kalorien. Da ihm seine eigenen Beobachtungen über die Intensität der Sonnenstrahlung nur 1.76 Kalorien ergeben hatten, schrieb er den benötigten Rest von 1.37 Kalorien der Sternenstrahlung zu. Daraus schloss er weiter auf die Temperatur des Raumes, gegen den die Erde ihre Wärme ausstrahlt.[1]) Hätte P. die Solarkonstante 3 in seine Rechnungen eingeführt und mit 0.13 als Sternenwärme weiter geschlossen, so würde er als Temperatur des Weltraumes nahezu den absoluten Nullpunkt gefunden haben; doch sind P.s Rechnungen schon deshalb unrichtig, weil er die specifische Wärme der Luft als mit der Dichte veränderlich angenommen hat, erst Regnault wies deren Konstanz nach. Liais (Compt. rendus 1853, Tome 37) rechnete richtiger und fand —97.5°, führt man aber in seine Rechnungen den neueren Wert der Solarkonstante ein, so erhält man —268°. Langley meint, die wahrscheinlichste Annahme sei die, dass die Erde gegen einen Raum ihre Wärme ausstrahlt, dessen Temperatur nahe dem absoluten Nullpunkt liegt (—273°). [Temp. of the Moon. National Academy of Science Vol. IV.] N. s. a. Frölich: Ueber die Wärme des Himmels, die Temperatur des Weltraumes und die mittlere Temperatur der Atmosphäre. (Wild. Rep. f. Met. B. VI. Nr. 1. Met. Z. B. 12. (1877.) S. 299 u. 408.) Beobachtungen über die nächtliche Temperaturerniedrigung einer berussten Thermosäule durch Ausstrahlung und Kontrollversuche gegen einen künstlichen Himmel von 50° bis —20°. Grosse Unsicherheit der Anwendung der Interpolationsformel weit über die Beobachtungen hinaus. Frölich fand als Himmelstemperatur 14./17. August —39° bis —45°, 20./23. Oktober —70° bis —86°, mittlere Temperatur der Atmosphäre —17° und —36°. Pouillet hatte auf ähnliche Weise —18° bis —38° gefunden.

2. Temperatur und Strahlung des Mondes. Es ist lange Zeit nicht gelungen, Wärmewirkungen des Mondes nachweisen zu können. Forbes hat mit einer grossen Linse die Strahlung des Mondes auf das 6000fache konzentriert, ohne einen Wärmeeffekt zu erzielen. Auch Melloni versuchte anfangs vergeblich eine Wärmestrahlung des Mondes nachweisen zu können, aber von der Identität der Licht- und Wärmestrahlung überzeugt (die damals noch nicht anerkannt war), ruhte er nicht, bis es ihm 1846 gelang, Spuren einer reflektierten Mondwärme nachzuweisen.[2]) In jüngster Zeit hat sich namentlich Langley mit Untersuchungen über die reflektierte, sowie über die eigene (dunkle) Strahlung des Mondes beschäftigt. Er fand, wie alle Vorgänger, die Wärmestrahlung des Mondes sehr geringfügig, und schätzt nach seinen Bolometerbeobachtungen den Effekt der totalen (unkonzentrierten) Mondstrahlung auf ein geschwärztes Thermometer auf den sechstausendsten Teil eines Grades. Die Lichtstärke des Mondes beträgt nach Bond und Zöllner ungefähr ein Sechshunderttausendstel des Sonnenlichtes.

Die Strahlung des Mondes besteht aus der reflektierten Sonnenstrahlung und der dunklen Wärmestrahlung der durch die Sonne erwärmten Mondoberfläche. Von der sichtbaren Strahlung des

---

Wärme noch zu erkennen geben, aber weder bei Arcturus, noch bei Vega und Capella war eine Strahlung nachweisbar. Proc. R. S. XLVII. S. 480. Maurer, Zeitschr. f. Instrumentenkunde. 1891. S. 189.

[1]) Auszugsweise findet man P.s Rechnungen und Schlüsse bei Schmidt, Lehrbuch d. Met. S. 100—107. Die berühmte Arbeit von Pouillet steht in den Comptes rendus der Pariser Akad. 1838. Memoire sur la chaleur solaire, sur les pouvoirs rayonnants et absorbants de l'air et sur la température de l'espace.

[2]) Historisches über die Messung der Wärmestrahlung des Mondes findet man in Zeitschr. f. Met. 5. B. (1870.) S. 353.

Mondes gehen nach Langley etwa 87 Proz. durch Glas, von der unsichtbaren kaum 2 Proz. Die unsichtbaren Strahlen haben durchschnittlich eine sechsmal grössere Intensität als die sichtbaren (im Winter achtmal, im Sommer nur vier bis fünfmal wegen der stärkeren Absorption in der wasserreicheren Erdatmosphäre). Der Mond sendet uns wenig mehr als den hunderttausendsten Teil der Sonnenwärme zu.

Frank W. Very findet, dass nur 1/6 der ganzen Mondstrahlung auf die vom Monde reflektierte Sonnenstrahlung kommt.[1])

Da die Wärmewirkung des Mondes hauptsächlich durch die dunkle Strahlung hervorgebracht wird, welche sowohl vom Glase (Linsen), sowie von der Atmosphäre sehr stark absorbiert wird, so ergiebt sich einerseits die Schwierigkeit der Messung derselben, andererseits der Schluss, dass in den höheren trockenen Luftschichten die Wärmestrahlung des Mondes etwas intensiver sein wird, als an der Erdoberfläche.

Man hat früher die Temperatur des Vollmondes ziemlich hoch geschätzt. J. Herschel und in neuerer Zeit noch Lord Rosse[2]) schätzten sie auf mehr als 100°, Althaus sogar im Maximum auf 400°. Langley dagegen nimmt mit Rücksicht auf die Natur der Strahlung des Mondes (der Wellenlängen derselben) an, dass die Temperatur der Mondoberfläche selbst zur Zeit des Vollmondes dem Gefrierpunkt des Wassers nahe liegen dürfte.[3]) Da der Mond keine Atmosphäre besitzt, so wird schon bei so niedriger Temperatur das Wärmegleichgewicht zwischen Ausstrahlung und Einstrahlung erreicht.

Frank Very kommt aber wieder auf das Resultat von Lord Rosse zurück. Seine sehr sorgfältigen Untersuchungen ergaben als mittlere Temperatur der beleuchteten Mondoberfläche ca. 100°.

Eines der interessantesten und für die Würdigung der Rolle, welche eine Atmosphäre für die Milderung des Temperaturunterschiedes zwischen Tag und Nacht spielt, wichtigsten Beobachtungsergebnisse ist, dass bei Mondfinsternissen die Mondstrahlung in wenigen Stunden auf 1 Proz. ihres normalen Wertes bei Vollmond sinkt und dass einen Tag nach Sonnenuntergang keine Mondstrahlung mehr zu beobachten ist. Die von der Mondoberfläche ausgestrahlte eigene Wärme verschwindet fast gleichzeitig mit der reflektierten Sonnenwärme.[4]) Die Nachttemperatur des Mondes kann deshalb kaum mehr als etwa —170° C betragen. (Mem. Nat. Acad. of Sciences Washington Vol. IV u. American Journ. of Science Dec. 1889.)

Bei der Mondfinsternis im September 1885 betrug die Wärme der verfinsterten Mondscheibe kaum 1 Proz. der beleuchteten, was für eine ausserordentlich rasche Abkühlung spricht.

Man hat auch versucht zu berechnen, ob bei Vollmond die Temperatur an der Erdoberfläche etwas höher ist als bei Neumond, aber ohne Erfolg. (Buys Ballot in Pogg. Ann. B. 70. S. 163 u. B. 84. S. 530.) Bei Erklärungen meteorologischer Erscheinungen kann demnach gegenwärtig die Mondwärme nicht in Betracht gezogen werden.

3. **Innere Wärme des Erdkörpers.** Die Temperaturänderungen an der Erdoberfläche dringen nur bis zu einer relativ geringen Tiefe ein. Unterhalb dieser Tiefe, die in mittleren und höheren Breiten etwa 20—30 m höchstens beträgt, in den Tropen aber der Oberfläche viel näher liegt, bleibt die Temperatur das ganze Jahr hindurch konstant und zwar ist sie daselbst etwas höher als die mittlere Lufttemperatur an der Oberfläche der betreffenden Erdstelle. Dringt man noch tiefer in die Erde ein, so beobachtet man eine fortwährende Zunahme der Temperatur mit der Tiefe, die allerdings örtlich recht verschieden sein kann, im allgemeinen aber doch einem mittleren Wert nahe bleibt. Dieser mittlere Wert der Temperaturzunahme mit der Tiefe kann zu 1° pro 35 m (d. i. 0.0286° pro 1 m) angenommen werden.[5]) Die Zunahme der Tiefe, welche einer Zunahme der Temperatur um 1° entspricht, nennt man die geothermische Tiefenstufe. So weit man bis jetzt mit Bohrlöchern oder in Bergwerken und Tunnels in die Erde eingedrungen ist, hat man keine systematische Änderung in dem Betrage dieser Tiefenstufe konstatieren können, man hat weder eine Zu-, noch eine Abnahme der

---

[1]) The probable Range of temperature of the Moon. Astrophysical Journ. Vol. VIII. 1898. Chicago. S. a. Met. Z. 1899. S. 412.

[2]) Nature Vol. 16. (1877). S. 438.

[3]) Das prismatische Wärmespektrum des Mondes zeigt ein Maximum der Wärmewirkung bei der Wellenlänge von 2.1 Mikron, nahe dem Maximum im Wärmespektrum der Sonne, das zweite viel grössere Maximum liegt aber bei einer Wellenlänge von 14 Mikron, korrespondierend mit dem Maximum der Strahlung von Körpern, deren Temperatur ca. 0° ist.

[4]) S. die Beobachtungen Langleys über die Mondfinsternis vom 23. September 1885 in Science Vol. VII (1886.) S. 8. The temperature of the Moon.

[5]) Prof. Sollas (Bradford Meeting, Sept. 1900) möchte gegenwärtig lieber ca. 45 m (0.0222° pro Meter) als Mittel annehmen.

Wärmeänderung mit der Tiefe gefunden, von zahlreichen lokalen Unregelmässigkeiten natürlich abgesehen. Nach der Theorie ist es auch gar nicht wahrscheinlich, dass innerhalb der erreichbaren Tiefen eine merkliche Änderung in der Wärmezunahme gegen das Erdinnere anzutreffen sei.[1])

Es besteht also ein konstanter Wärmestrom, der von den tieferen Erdschichten gegen die Oberfläche fliesst und die Temperatur der Erdoberfläche etwas erhöhen muss. Die innere Erdwärme ist demnach auch eine Wärmequelle für die untersten Luftschichten, aber, wie die Rechnung zeigt, von sehr untergeordneter Bedeutung.

Man erhält die Wärmemenge, welche die Erdoberfläche infolge dieser Wärmeströmung aus dem Erdinnern an die Luft abgiebt, wenn man den Temperaturgradienten $2{\cdot}8^0$ pro 100 m mit dem mittleren Wärmeleitungsvermögen der oberen Erdschichten multipliziert. Dieser Wärmeleitungskoëffizient[2]) ist natürlich sehr verschieden für die verschiedenen Bestandteile der Erdoberfläche. Als mittleren Wert desselben kann man beiläufig 0·006 annehmen[3]) (Centimeter-Sek.). Man erhält damit für die Sekunde und den Quadratcentimeter Erdoberfläche die Wärmemenge:

$$0{\cdot}000286 \times 0{\cdot}006 = 0{\cdot}000001716 \text{ Gramm-Kalorien.}$$

Da das Jahr 31557 Tausend Sekunden hat, so giebt die Multiplikation als Wärmezufluss aus dem Erdinnern pro Jahr nicht ganz 54·2 Kalorien.

Diese Wärmemenge wäre imstande, eine Eisschicht von 7·4 mm Dicke zu schmelzen. Die innere Erdwärme kann also nur wenig zum Abschmelzen von Eis- und Schneelagern beitragen. Man ist meist geneigt, diese Wirkung zu überschätzen.

Wir können weiter mit Trabert berechnen, dass die Mitteltemperatur der Erde durch den Wärmestrom von 54 Kalorien aus dem Erdinnern um $0{\cdot}1^0$ C. erhöht wird, also nur um einen sehr geringen Betrag.[4])

Diese geringe Bedeutung der inneren Erdwärme für die Erwärmung der Atmosphäre wird aber noch dadurch wesentlich eingeschränkt, dass $^2/_3$ der Erdoberfläche mit Wasser bedeckt sind. Da der Boden der Oceane mit kaltem Wasser von nahe 0^0 bedeckt ist und dieses kalte Wasser in der Tiefe bleibt, so nimmt es so gut wie keinen Einfluss auf die Temperatur an der Oberfläche und damit auf die Lufttemperatur.

Die Grösse der geothermischen Tiefenstufe ist von dem Leitungsvermögen der Erdschichten abhängig, also von deren Beschaffenheit. Ist örtlich das Leitungsvermögen kleiner als das mittlere, für das die Tiefenstufe von 35 m gelten mag, so wird die Wärmezunahme mit der Tiefe rascher, die Tiefenstufe also kleiner, denn bei stationärem Wärmestrom muss das Produkt aus Leitungsvermögen und thermischen Gradienten konstant sein.

Nach der grossen Arbeit von Prestwich (Proc. R. Soc. London. XXXVIII. [1885]) geben Kohlenbergwerke eine Tiefenstufe von 27·5, andere Bergwerke 23·6, artesische Brunnen 28.1 m. Prestwich nimmt schliesslich bloss 25 m. Wir sind im wesentlichen dem Bodentemperaturcomité der British Association gefolgt (1882, Southhampton, p. 74/90), weil die neueren besten Beobachtungen damit sehr gut stimmen. Trockene Bohrlöcher im horizontalen Erdreich dürften die besten Resultate geben.

Ort	Tiefe m	Temp. daselbst	Diff. pro 100 m	Tiefenstufe	Ort	Tiefe m	Temp. daselbst	Diff. pro 100 m	Tiefenstufe
Paris	400	—	3·23	30·8	Lieth (5)	1259	—	2·85	35·1
bei Creuzot (4)	1168	53·7⁰	3·77	26.5	M. Cenis	1610	29·5⁰	2·78	36·0
Sperenberg (1)	1158	46·9⁰	2·97	33·7	Wheeling (6)	1450	43.4⁰	2·89	34.6
Schladebach (2)	1716	56·6⁰	2.71	36·8	Pittsburg	1524	49·4⁰	2·94	34·0
Rybnik (3)	2003	70⁰	2·94	34·0	Cremona P. (7)	832	36·4⁰	2·21	45·2

[1]) Zeitschrift für Met. XIII. B. (1878.) S. 23—24.

[2]) D. i. die Quantität der Wärme (in Kalorien), die in der Einheit der Zeit durch die Fläche 1 von der Dicke 1 hindurchgeht, wenn die Temperaturdifferenz 1^0 ist.

[3]) Es ist dies der kalorimetrische Leitungskoëffizient. Die Temperaturleitungsfähigkeit erhält man, wenn man den ersteren durch das Produkt aus der spec. Wärme und der Dichte der Substanz dividiert. Siehe S. 10.

[4]) Met. Z. 32. Bd. (1897.) S. 151/152.

St Gotthard 1700 m 30 5° giebt 0 0216° oder 46 2 m

Das Mittel aus diesen 11 Befunden an sehr verschiedenen Erdstellen ist 2 86 pro 100 m oder 35 m pro 1° Die Kommission hatte 2 81° im Mittel genommen, ohne die neuesten Daten

1) Bei Berlin, 2) bei Merseburg, 3) Oberschlesien, 4) Charmoy bei Creuzot, 5) in Holstein, 6) West-Virginien, 7) NS -Wales

4 Intensität der Sonnenstrahlung Solarkonstante Die Kenntnis der Intensität der Sonnenstrahlung in absolutem Masse (Kalorien) wäre für die Meteorologie von grösster Wichtigkeit, weil die Sonnenwärme nicht bloss die wichtigste, sondern fast die einzige Kraft ist, welche die Erdatmosphäre in Bewegung setzt und dadurch das so mannigfaltige Spiel der meteorologischen Erscheinungen hervorruft Fast alle Energie, die wir in den Atmosphären vorfinden, leitet ihre letzte Herkunft von der Energie der Sonnenstrahlung ab

Man ist daher schon seit langer Zeit bemüht, den Betrag der Sonnenstrahlung zu messen Den Anfang machten relative Messungen, erst Pouillet (1837) konstruierte einen Apparat zu Messungen in absolutem Masse [1]) Ihm folgten Violle, Crova, K Angström, O Chwolson, in relativen Messungen hat Langley das Höchste geleistet Trotz aller Vervollkommnung der Apparate und Verbesserungen der Beobachtungsmethoden hat die Aktinometrie (die Theorie und Praxis der Messung der Sonnenstrahlung in absolutem Masse) erst in jüngster Zeit die wünschenswerte Genauigkeit erreicht. Die Messungen der Intensität der Sonnenstrahlung blieben bisher, auch abgesehen von dem wechselnden Einfluss der Beschaffenheit der Atmosphäre, an sich mit einer wesentlichen Unsicherheit behaftet [2]) Im hohen Grade werden die Messungen der Intensität der Sonnenstrahlung von dem jeweiligen Zustande der Atmosphäre beeinflusst, von dem wechselnden Masse der Durchlässigkeit derselben für die Sonnenstrahlung Um die bei verschiedenen Sonnenhöhen gemessenen Intensitäten der Sonnenstrahlung vergleichbar zu machen, werden dieselben zunächst auf den Zenitstand der Sonne, d. i auf die Einheit der durchstrahlten Atmosphärenschichten, reduziert, was durch Messung der Intensität bei verschiedenen Sonnenhöhen (verschiedenen Atmosphärendicken) erreicht werden kann Man kann an verschiedenen Tagen recht verschiedene Werte für die Intensität der Sonnenstrahlung im Zenit erhalten, selbst an völlig klaren, scheinbar ganz gleichen Tagen

Die Messungen bei verschiedenen Sonnenhöhen am gleichen Orte am selben Tage, oder gleichzeitige Messungen auf einem hohen Berge und an dessen Fuss gestatten einen Wert für den Transmissionskoeffizienten der Atmosphäre abzuleiten, und daraus weiter die Intensität der Sonnenstrahlung ausserhalb der Atmosphäre zu berechnen Man nennt diese Grösse die Solarkonstante [3])

Sind schon die direkt gemessenen Intensitäten noch erheblich unsicher, so begegnet erst die Berechnung der sogenannten Solarkonstante den grössten Schwierigkeiten, und es ist bisher nicht gelungen, einen sicheren Wert für dieselbe zu erlangen Wenn es auch nicht schwierig ist, theoretische oder empirische Formeln aufzustellen, welche den beobachteten Intensitäten der Sonnenstrahlung bei

---

[1]) Man findet eine Übersicht der älteren Versuche der Messung der Sonnenstrahlung in E E Schmid, Lehrb d Met S 123/134 Eine ganz vortreffliche und concise Darstellung der bezüglichen Leistungen bis zum Jahre 1875 (etwa) hat Radau geliefert in den beiden Werkchen Actinométrie und in Les radiations chimiques du Soleil Paris (Gauth Villars) 1877 Man s a Langley, Researches on Solar Heat Cap III Actinometrie

[2]) O Chwolson Über den gegenwärtigen Zustand der Aktinometrie Rep f Met Bd XV Nr 1 Petersburg 1892 Diese grosse Arbeit giebt die vollständigste Übersicht der bisherigen Leistungen auf diesem Gebiete und eine sorgfältige Kritik der erlangten Resultate

[3]) Es soll aber damit nicht zugleich gesagt werden, dass die Intensität der Sonnenstrahlung wirklich auch (in gleicher Sonnenferne) eine konstante sei

sehr verschiedenen Dicken der Atmosphäre sehr gut entsprechen, so zerstört doch der letzte entscheidende Schritt, der Übergang auf die Dicke Null der durchstrahlten Schicht, die Übereinstimmung und liefert recht verschiedene Resultate, ohne dass man ein sicheres Kriterium hätte, welches Resultat den Vorzug verdient. Mit anderen Worten, die (nach den Tagen verschiedene) Form der krummen Linie, welche die Beziehung zwischen der Solarintensität und der Dicke der durchstrahlten Schichten darstellt, lässt sich bis zur Dicke 1 hin befriedigend konstruieren, aber deren Fortsetzung darüber hinaus bleibt immer willkürlich, also unsicher.

Im allgemeinen kommt den grösseren Werten der Solarkonstante eine grössere Wahrscheinlichkeit zu, weil die Fehler bei deren Bestimmung zumeist auf der negativen Seite liegen [1]), doch sind auch Überschätzungen durchaus nicht ausgeschlossen.

Mit der Vervollkommnung der Apparate, der schärferen Ermittelung ihrer Korrektionen, einer besseren Einsicht in die Wirkungsweise der Atmosphäre auf die Sonnenstrahlung und darauf gegründete rationellere Formeln zur Berechnung derselben, ist die berechnete Solarkonstante in der That immer grösser geworden.

Solarkonstante in Gramm-Kalorien pro Quadratcentimeter und Minute.

Autor	Pouillet	Forbes [2])	Hagen	Violle	Langley	Savelief	Angström
Jahr	1837	1842	1863	1875	1884	1890	1890
Solarkonstante	1·76	2·82	1·90	2·54	3·07	3·47	4·00

Das Resultat von **Langley**, welches das grösste Vertrauen geniesst, ist doch nur ein Mittel aus zwei so divergenten Werten wie 2·63 und 3·51. [3])

---

[1]) Es ist ja sehr wahrscheinlich, dass manche Strahlengattungen schon in den obersten Schichten der Atmosphäre so stark absorbiert werden, dass wir am Grunde derselben auf deren Intensität gar nicht mehr schliessen können. So liegt z. B. die äusserste Grenze des ultravioletten Spektrums nach Cornu bei $\lambda = 0.29$, während es doch klar ist, dass die Sonne auch Strahlungen weit jenseits dieser Wellenlänge aussendet, da man ja Strahlen bis $\lambda = 0.19$ im Laboratorium leicht erzeugen kann. Einen lehrreichen Beweis für die variable selektive Absorption der Atmosphäre liefert die Erfahrung von Crova, dass der Transmissionskoëffizient (q) um so grösser herauskommt, je kleiner die berechnete Solarkonstante. Wenn die Wärmestrahlung, die auf das Aktinometer fällt, schon durch Absorptionen in den höheren Schichten von den leichter absorbierbaren Strahlen befreit ist, so erscheinen die unteren Schichten diathermaner, die Solarkonstante aber fällt kleiner aus. Es ergaben z. B. sieben Serien von Messungen: auf dem Mont Ventoux (2000 m) Solarkonstante 2.41, mittl. q = 0.58, zu Montpellier S.-K. = 2.17, q = 0.62.

Die Beobachtungen auf Bergen geben stets höhere Werte für die Solarkonstante als die in der Niederung. Z. B. Violle: Montblanc: 2.54, in der algerischen Sahara nur 2.40.

Crova fasst seine Beobachtungsergebnisse in folgenden Sätzen zusammen: 1. Die Solarkonstante hängt z. T. von der Seehöhe ab, in welcher die Beobachtungen gemacht werden, sie nimmt mit derselben zu. 2. Der Grad der Polarisation des diffusen Himmelslichtes scheint mit der (scheinbaren) Solarkonstante zu wachsen, d. i. mit der Reinheit des Himmels und der Diathermansie der Atmosphäre. 3. Die Diathermansie für eine Strahlung variiert im umgekehrten Sinne mit der Absorption, die dieselbe schon erlitten hat, und scheint deshalb in grösseren Höhen kleiner zu sein als im Meeresniveau. 4. Die fortwährenden Veränderungen der Intensität bestehen auch auf dem Mont Ventoux (2000 m), aber in geringerem Masse (s. die später folgenden Fig. 2 u. 3). 5. Die Depression der Intensität der Strahlung um Mittag existiert auf dem Mont Ventoux wie in Montpellier und Kiew, der Sitz derselben liegt also in atmosphärischen Vorgängen über 2000 m.

Es sind dies jedenfalls Kondensationsvorgänge, leichte Nebel in der Höhe, die von unten unsichtbar sind. Die cyanometrischen Messungen ergaben eine Abnahme der blauen Farbe des Himmels um Mittag, die Polarisation wird geringer infolge des weissen nicht polarisierten Lichtes jener leichten unsichtbaren Wolkenschichten.

Chwolson möchte die Berechnung der Solarkonstante bloss aus Beobachtungen bei verschiedenen Sonnenhöhen ganz verwerfen. Knut Angström verzichtet in seiner jüngsten Abhandlung überhaupt auf deren Berechnung.

[2]) Beobachtungen auf dem Faulhorn 2680 m (Forbes) und zu Brienz (Kämtz). Erstere geben (nach Forbes' Formel) 3.25, letztere 2.60, wenn die Herschelschen „Aktinien“ durch Multiplikation mit 0.00725 auf Gramm-Kalorien pro Quadratcentimeter reduziert werden; die einfache Lambertsche Formel würde nur 2.2 geben.

[3]) Aus Beobachtungen am Mt. Whitney, die Messungen am gleichen Orte zu verschiedenen Tageszeiten lieferten die sicher zu kleinen Werte 2.05 bis 2.26.

Neuere Messungen der Solarkonstante haben nach verschiedener Berechnungsmethode ergeben Rizzo (September 1897 auf dem Monte Rosa in 3557 m) 2 6 oder 3 1, Crova und Hansky (auf dem Montblanc in 4810 m im gleichen Monat) 3 1 bis 3 9 [1])

Den Einfluss der abnehmenden Dicke der atmosphärischen Schichten auf die Intensität der Sonnenstrahlung ersieht man aus folgendem Beispiele

Rizzo, September 1897 am Monte Rosa

Ort	Mompantero	Trucco	Casa d'Asti	Roccia melone
Höhe m	501	1722	2834	3537
Luftdruck mm	722	622	544	499
Intensität red auf Zenitstand	1 61	1 98	2 09	2 13

Auf dem Montblanc fand Violle (4810 m, 430 mm Luftdruck) 2 39 Kalorien (red auf Zenitstand) In den Niederungen kann man nur im Winter bei sehr klarer Luft ähnlich hohe Werte für die Solarkonstante erhalten, wie sonst nur auf hohen Bergen, so fand Savelief für selbe 3 0 an einem sehr kalten (Mittags —19°) klaren Wintertag im Kontinentalklima, bei einem Dampfdruck von bloss 0 8 m (28 Dez 1890) Die Abhängigkeit der Werte für die Solarkonstante von dem Zustande der Atmosphäre ergiebt sich daraus, dass selbst ein so ausgezeichneter erfahrener Beobachter wie Crova an den zwei besten ausgewählten ganz klaren Wintertagen zu Montpellier so divergente Werte wie 1 90 (8 Januar 1875) und 2 32 (4 Januar 1876) erhielt Langley bemerkt, ähnliche Erfahrungen gemacht zu haben

Wir wollen bei der Unsicherheit auch der besten Resultate gleichsam als konventionelles Mass den von Langley angenommenen Betrag der Sonnenstrahlung von rund 3 Kalorien in der Folge in Rechnung stellen Die Wärmemenge, welche die ganze Erde im Laufe eines Jahres von der Sonne erhält, beträgt dann, da die in jedem Moment aufgefangene Strahlenmenge sehr nahe durch die Fläche eines grössten Kreises der Erdkugel repräsentiert wird

$$3 \times 60^m \times 24^h \times 365\,^1/_4{}^t \times R^2\pi = 20116 \times 10^{20} \text{ Gramm-Kalorien.}$$

Um von dieser Wärmemenge eine bessere Vorstellung zu bekommen, berechnet man gern die Dicke einer Eisschicht von der Oberfläche der Erde, welche durch diese Wärmemenge geschmolzen werden könnte Man findet dafür 5377 cm Am Äquator empfängt ein Quadratcentimeter jährlich 481 750 Kalorien Diese würden eine Eisschicht von 6567 cm Dicke schmelzen oder eine Wasserschicht von 818 6 cm verdampfen können [2]) Wollte man mit der Solarkonstante 4 rechnen, so würden diese Zahlen um ein Drittel grösser ausfallen.

Die besten Aktinometer (oder Pyrheliometer nach Pouillets Bezeichnung der absoluten Aktinometer) sind gegenwärtig das von O Chwolson nach K Angströms Prinzip und das jüngst von diesem selbst konstruierte Instrument [3]) Zwei ganz gleiche mit Russ überzogene Kupferplatten, welche die Bestrahlung möglichst vollkommen absorbieren, sind miteinander und ausserdem mit einem empfindlichen Galvanometer verbunden Wird die eine Platte der Sonnenstrahlung ausgesetzt, die andere beschattet, so entsteht ein Thermostrom, welcher dem Temperaturunterschied proportional ist Die Galvanometerausschläge können leicht in Temperaturmass umgesetzt werden Der Vorgang wird öfter wiederholt und abwechselnd bald die eine, bald die andere Platte beschattet Die eine Platte unterliegt dann stets der Einstrahlung, weniger dem Wärmeverlust durch Ausstrahlung, die andere ganz gleiche nur diesem, die Temperaturdifferenz entspricht also nur der erwärmenden Wirkung der Sonnenstrahlung Die Messungsergebnisse sollen bis auf 1 Proz sicher sein (O Chwolson Aktinometrische Untersuchungen zur Konstruktion eines Pyrheliometers Wild Rep B XVI Nr 5, 1893 Wiedemann, Annalen B 51 (1894) S 396 Schukewitsch, Akt-Beob in Pawlowsk Rep B XVII Nr 5 1894 K Angström, Intensité de la radiation solaire Soc R Upsala 1900) Eine wichtige

---

[1]) Rizzo, Recenti misure della Costante solare Acc R di Torino 1898 Pernter bringt an Rizzos Resultate eine Korrektur von 0 8 an und ist der Ansicht, dass die Solarkonstante nicht unter 4 0 Kalorien beträgt (Met Z 1898 S 105) Rizzo dagegen glaubt nach einer neuerlichen Diskussion aller Messungen die Solarkonstante nur zu 2 5 bis 2 6 ansetzen zu können, was sicherlich ein zu kleiner Wert ist

[2]) Die Flüssigkeitswärme des Eises zu 80 Kalorien angenommen und das Gewicht eines Kubikcentimeter Eis zu 0 917 Gramm, um diesen zu schmelzen sind demnach 73 4 Kalorien nötig Nach Pettersson ist die Flüssigkeitswärme des Eises unter 0°, von —1 bis —6, ca 77 Nichols fand die Dichte natürlichen Eises (Eiszapfen, massiver Eisblöcke) bei 0° 0 918, die des künstlichen Eises 0 916 — Verdampfungswärme bei 26° = 288 5 Kalorien,

[3]) Eine Übersicht der Methoden der Messung der Sonnenstrahlung findet man bei Scheiner, Strahlung und Temperatur der Sonne, S 17 etc

Unterstützung finden die direkten aktinometrischen Messungen durch die Konstruktion von Aktinographen, da selbst an den heitersten Tagen die Intensität der Sonnenstrahlung namentlich um Mittag herum fortwährend sehr grosse Schwankungen zeigt. Bisher haben namentlich Crova und Angström solche Apparate, welche die (relative) Intensität der Sonnenstrahlung kontinuierlich aufzeichnen, konstruiert, Chwolson einen solchen versprochen. Die für die Wärmeökonomie der Atmosphäre ausserordentlich wichtige Frage nach den Wärmesummen, die unter verschiedenen Breiten und Klimaten der Erdoberfläche wirklich zugestrahlt werden, kann nur mittelst der Aufzeichnungen solcher Apparate Beantwortung finden.

Das einfachste und natürlichste Absorptionsgesetz ist das schon von Lambert 1729 (unabhängig auch von Bouguer) aufgestellte, welches Pouillet zur Berechnung seiner Beobachtungen verwendet hat. Giebt es keine selektive Absorption, wird also jede Strahlengattung in jeder Schicht um den gleichen Bruchteil geschwächt, und lässt die erste Schicht den q ten Teil der Strahlung I durch, so fällt auf die zweite der Betrag Iq, von welchem in dieser wieder der q te Teil absorbiert wird, somit nur Iq^2 an die dritte Schicht kommt u. s. w. Man sieht, dass, wenn die ganze Dicke der homogen gedachten Schichten d ist und q der Transmissionskoëffizient die durchgelassene Strahlung $I' = Iq^d$ sein wird. Stellt man zwei Messungen bei verschiedenen Sonnenhöhen, also verschiedenen d an und darf man annehmen, dass q inzwischen unverändert geblieben ist, so erhält man zwei Gleichungen, aus welchen man I, die Solarkonstante, und q berechnen kann.

Was d anbelangt, so überzeugt man sich durch eine kleine Konstruktion leicht, dass bei der geringen Höhe der wirksamen Atmosphärenschichten gegenüber dem Erdhalbmesser, die Dicke der durchstrahlten Schichten bei der Zenitdistanz z der Sonne gleich $1 : \cos z$, also $= \sec. z$ gesetzt werden darf (nahe bis $z = 80^0$ etwa), wenn die Atmosphärenhöhe (Dicke beim Zenitstand der Sonne) gleich 1 gesetzt wird. Man kann also nach der Formel rechnen $I' = Iq^{\sec z}$.

Die Atmosphäre ist nun allerdings kein so einfaches und homogenes Mittel, wie diese Formel es voraussetzt. Zudem übt sie auf die zusammengesetzte Strahlung der Sonne eine selektive Absorption aus, so dass obige Formel nur für jede einzelne Strahlengattung gültig ist, welche jede ihren eigenen Transmissionskoëffizienten q hat.

Langley hat gezeigt, dass deshalb ein allgemeiner oder mittlerer Transmissionskoëffizient stets etwas zu gross ausfällt, und dass man bei Anwendung der Lambertschen Formel für die gesamte Strahlung die Solarkonstante I etwas zu klein erhalten muss. Indes haben Abney und Michalke es wahrscheinlich gemacht, dass wenigstens für das sichtbare und photographische Spektrum praktisch ein allgemeines q in die Rechnung gestellt werden darf, nach Fröhlich gilt das auch noch für die gesamte Strahlung. Langley aber bestimmte durch äusserst mühsame Messungen mittelst eines von ihm konstruierten Apparates (Bolometer) die relativen Wärmewirkungen jedes einzelnen Spektralgebietes bei verschiedenen Dicken der Atmosphäre und berechnete daraus den Transmissionskoëffizienten q für jede einzelne Strahlengattung. So wurde er in den Stand gesetzt, die Intensität jeder Strahlung an der Grenze der Atmosphäre berechnen zu können. Trägt man diese Intensitäten in richtigen Abständen als Ordinaten auf einer Abscissenachse auf, auf welcher die zugehörigen Wellenlängen verzeichnet sind, so giebt die Linie, welche die Endpunkte verbindet, jene Kurve, welche die Energieverteilung im Sonnenspektrum an der Grenze der Atmosphäre darstellt, und deren Flächeninhalt der Intensität der gesamten Strahlung, also der Solarkonstante proportional ist. Der Vergleich dieser Fläche mit jener, welche man durch Messung der Energieverteilung an der Erdoberfläche erhält, ergiebt, um wie viel mal grösser die Gesamtstrahlung an der Grenze der Atmosphäre ist. Das Wärmeäquivalent der Fläche, die von der Energiekurve an der Erdoberfläche umschlossen ist, kann man [illegible] Messungen direkt bestimmen, und die Multiplikation mit dem Proportionalitätsfaktor giebt dann die Wärmestrahlung der Sonne an der Grenze der Atmosphäre. So erhielt Langley den Mittelwert von 3·07 für die Solarkonstante.[1])

Langley hatte bei seiner Berechnung der Solarkonstante auf das Fehlen grösserer Strahlenmengen im dunklen Teile des Spektrums infolge der Absorption des Wasserdampfes und der Kohlensäure noch nicht genügend Rücksicht genommen. Hier ist K. Angström eingetreten. Zunächst fiel es demselben auf, dass Langleys Transmissionskoëffizienten keine genügende Erklärung geben für die starke Zunahme der Sonnenstrahlung bei kleinen Dicken der atmosphärischen Schichten, also bei Zunahme der Sonnenhöhe. Dies weist deutlich darauf hin, dass neben der diffusen Reflexion (für welche Langleys Koëffizienten gelten) auch die eigentliche Absorption eine grosse Rolle spielt. Indem nun Angström nach Lecher annimmt, dass bei einer Schichtendicke 3 die in das Gebiet der CO_2-Absorption fallenden Strahlengattungen schon völlig absorbiert sind, berechnet er die Solarkonstante aus den Messungen bei Schichtendicken > 3 und findet $I = 1·56$, $q = 0·786$. Hierauf stetzt er, gestützt auf Lechers Beobachtungen für die in das Gebiet der CO_2-Absorption fallende Strahlenmenge $q' = 0·134$ und findet diese letzteren dann gleich 2·45. Die gesamte Strahlung entspricht der Wärme beider Intensitäten, somit $I = 4$. Bei dieser Berechnung dürfte wohl der Anteil der dunklen Strahlung an der Solarkonstante doch zu gross ausgefallen sein. (Knut Angström in Wied. Annalen, B. XXXIX. 1890.)

Von den älteren aktinometrischen Messungen sind namentlich jene von J. Soret in Genf lehrreich. Soret fand die Sonnenstrahlung bei gleicher Sonnenhöhe im Winter wärmer als im Sommer, ebenso in trockener Luft gegenüber feuchter. „Rauch, Staub etc. trüben zwar die Luft, verringern ihre Durchsichtigkeit, lassen aber die Wärmestrahlen unberührt.“ Bei 60^0 Sonnenhöhe zeigte sein Aktinometer in Genf (400 m) $15·3^0$, auf dem Bosson-Gletscher (2500 m) $17·3^0$, auf dem Montblanc (4810 m) $18·6^0$ (korr. Werte). Es geht also, sagt Soret, auf dem Wege von

---

[1]) Eine Übersicht der bezüglichen Untersuchungen Langley's giebt Pernter in Met. Z. 1886. S. 193—207.

4400 m 1/6 der Warmestrahlung verloren Soret verzichtete aber darauf, eine Solarkonstante zu berechnen, weil manche Strahlengattungen der Sonne selbst auf hohen Bergen schon ganz fehlen durften Comptes rendus der Pariser Akademie September 1867 Association française Bordeaux 1872

Schukewitsch bestatigt die Abnahme der Strahlung mit der Zunahme der absoluten Feuchtigkeit (Wild Rep B XVII) Die folgenden Mittelzahlen geben einen Beleg dafur (Sonnenhohe 24—45°, die einzelnen Reihen stimmen aber untereinander)

Dampfdruck	1	2—5	6—9	10—13	16—17 m
Intensitat in Kalorien	1 40	1 31	1 26	1 22	1 13

Die einzelnen Beobachtungen aber zeigen auch Unregelmassigkeiten in dieser Abhangigkeit Die Untersuchungen von Violle stehen in den Ann de Chim et Phys (6) X 1877 und XVII 1879

Temperatur der Sonne Unter Temperatur der Sonne hatte man jene Temperatur zu verstehen, welche ein Korper von demselben scheinbaren Durchmesser wie die Sonne (32′) besitzen muss, damit er unter Voraussetzung eines gleichen mittleren Emissionsvermogens wie die Sonne in gleicher Zeit dieselbe Quantitat Warme aussendet Unter Annahme des Stefanschen Strahlungsgesetzes (nach welchem die Strahlung der 4 Potenz der absoluten Temperatur proportional ist) und eines Emissionsvermogens gleich dem des Russes, nahern sich die mit recht verschiedenen Solarkonstanten berechneten Temperaturen der Sonnenoberflache in bemerkenswerter Weise

Solarkonst nach	Pouillet	Secchi	Violle	Soret	Langley	Wilson u Gray
Sonnentemp	5600	5400	6200	5500	6000	6200

Scheiner giebt dem nach Kurlbaum erhaltenen Werte von rund 7000° den Vorzug Derselbe ist mit der Solarkonstante 4 berechnet, welche Scheiner mit Rucksicht auf den Umstand, dass die Solarkonstante infolge der unvollstandigen Absorption des Russes oder Platinschwarzes zu erhohen ist (um 5—10 Proz), fur den wahrscheinlichsten Wert halt Aber selbst eine Solarkonstante von 5 Kalorien wurde nur 7700 geben Es ist also ziemlich sicher, dass die Sonnentemperatur im Minimum zwischen 6000 und 8000° liegt [1])

[1]) J Scheiner, Strahlung und Temperatur der Sonne Leipzig 1899 S 38 etc

I. Buch.

Die Temperaturverhältnisse der festen und flüssigen Erdoberfläche und der Atmosphäre.

Einleitung.

Die Verschiedenheiten der Wärmeverteilung in der Atmosphäre in horizontaler und vertikaler Richtung sind es, welche Luftdruckänderungen, Luftströmungen, örtliche Verdichtungen des Wassergehaltes der Luft und damit die ganze grosse Mannigfaltigkeit der sogenannten Hydrometeore hervorrufen. Man hat daher die Atmosphäre geradezu eine Wärmemaschine genannt, welche hauptsächlich am Äquator geheizt wird, und die an den Polen ihren Kühlraum hat. Die Untersuchung der Temperaturverteilung in der Atmosphäre in horizontaler und in vertikaler Richtung und deren Variationen in der täglichen und jährlichen Periode ist deshalb die erste und eine Hauptaufgabe der Meteorologie.

Begriff der Lufttemperatur und die Mittel zu deren Bestimmung. Man hat zwischen wahrer Lufttemperatur und „klimatischer Temperatur" einen Unterschied gemacht. Die Hervorhebung dieses Unterschiedes ist wichtig. Ein richtig zeigendes Thermometer, das frei in der Luft aufgestellt wird, giebt in der Mehrzahl der Fälle nicht die Temperatur der Luft an, sondern je nach den äusseren Verhältnissen und der Beschaffenheit des Thermometergefässes eine höhere oder niedrigere Temperatur, als die Luft in der That an dieser Stelle hat. Der Grund liegt darin, dass das Thermometer seine Temperatur nicht bloss von der Luft, sondern auch von den durch dieselbe hindurchgehenden Wärmestrahlungen verschiedener Herkunft auch aus der Umgebung empfängt, oder einen Wärmeverlust durch Ausstrahlung gegen die Umgebung erleidet. Die Luft selbst am Orte des Thermometers absorbiert diese Strahlungen fast gar nicht und strahlt auch wenig Wärme aus, sie hat daher eine andere Temperatur, als sie das Thermometer zeigt. Man muss daher die strahlende Wärme von dem Thermometergefäss abhalten, wenn dasselbe die Lufttemperatur zeigen soll, das Thermometer soll seine Temperatur nur durch Berührung mit der Luft, bloss durch Wärmeleitung erhalten. Darin liegt die grosse Schwierigkeit der Bestimmung der Lufttemperatur.

Die Temperaturwirkung, der wir an irgend einem Orte ausgesetzt sind, ist allerdings gleich der Summe der Einwirkung der Lufttemperatur und der strahlenden Wärme der Sonne und der Umgebung, es ist das die effektive Temperatur, die auf alle Organismen wirkt, sie beeinflusst und die man daher passend „klimatische Temperatur" genannt hat. Der Wärmezustand der Atmosphäre, welcher als bewegende Kraft auftritt, wird aber durch die „Luftwärme" bestimmt, sie ist es, welche die Luft specifisch leichter oder schwerer macht und die Luftmassen in Bewegung setzt. Darum messen wir die Luftwärme und schliessen die strahlende Wärme aus, welche durch die Luft hindurchgeht, ohne ihre Temperatur zu erhöhen.

Wir haben aber überdies für die Messung der klimatischen Temperatur auch gar kein Instrument, denn ihrer Natur nach ist die klimatische Temperatur ganz und gar abhängig von der Natur des Körpers, der ihr ausgesetzt wird, der Wärmeabsorptionsfähigkeit seiner Oberfläche.

Sie ist deshalb individuell sehr verschieden und auch ausserordentlich abhängig von den zufälligen Verhältnissen der Umgebung des Körpers, von welcher er Wärme durch Strahlung empfängt oder an sie abgiebt. Die Angaben eines der Wärmestrahlung der Umgebung ausgesetzten Thermometers können daher auf geringe Entfernungen hin recht verschieden sein und haben deshalb nur ganz lokale Bedeutung.

Dasselbe gilt in noch höherem Masse von den Angaben eines der Sonnenstrahlung direkt ausgesetzten Thermometers. Die „Temperatur in der Sonne" hat meteorologisch gar keine Bedeutung. Dieselbe fällt verschieden aus, je nach der Grösse, Form und Beschaffenheit des Thermometergefässes und ist zugleich von der nächsten Umgebung desselben, namentlich aber auch von der Stärke der Luftbewegung abhängig.

Zu vergleichenden (nicht absoluten) Messungen der Intensität der Sonnenstrahlung an verschiedenen Orten hat man Thermometer mit geschwärztem Gefässe in eine stark luftverdünnte Glaskugel eingeschlossen (Schwarzkugelthermometer im Vakuum). Dadurch schliesst man die dunkle Wärmestrahlung der Umgebung ziemlich aus und zugleich die Wärmefortführung durch den Wind, sowie auch die Abkühlung durch konvektive Strömungen im Innern der Glaskugel. Die Angaben solcher Thermometer sind daher nicht mehr so erheblich stark beeinflusst und können deshalb einigermassen vergleichbare Werte für die relative Intensität der Sonnenstrahlung liefern, wenn sie wegen der verschiedenen Diathermansie (Dicke und Beschaffenheit) der Glashülle vorher miteinander verglichen worden sind [1].

Gesellt man dem Schwarzkugelthermometer noch ein analog adjustiertes mit blanker Kugel bei, so gestattet die Differenz der Temperaturangaben dieser beiden Thermometer einen beiläufigen Schluss auf die absolute Intensität der Sonnenstrahlung [2] selbst (Aktinometer Arago-Davy).

Thermometer und Thermometerskalen. Die Quecksilberthermometer dienen am besten zur Bestimmung der Temperaturen über -39^0 C ($-38{\cdot}2^0$ F), bei tieferen Temperaturen müssen aber an deren Stelle Weingeistthermometer treten. Letztere sind weniger empfindlich und können sehr falsche Temperaturangaben liefern, wenn sie nicht mit verifizierten Thermometern sorgfältig verglichen worden sind. Die thermische Ausdehnung des Alkohols differiert stark von jener des Quecksilbers und variiert auch sehr mit der Zusammensetzung desselben. Viele der tieferen Temperaturgrade, die bei älteren Polarexpeditionen gemessen worden sind, bleiben deshalb recht unsicher. Der Weingeist dampft auch bei etwas höheren Temperaturen ab und kondensiert sich wieder im oberen Teile des Thermometers, das dann falsch zeigt.

Bei allen Thermometern besteht die Tendenz, mit der Zeit den Nullpunkt zu erhöhen. Man soll deshalb nur Hartglasthermometer (Jena-Glas, verre dur) verwenden und selbst bei diesen von Zeit zu Zeit den Nullpunkt (in reinem tauenden Schnee [3]) verifizieren.

Als Normalthermometer, auf welches die Angaben aller Thermometer zu beziehen sind, hat man das Wasserstoffthermometer angenommen (früher das Luftthermometer). Die Abweichungen eines kalibrierten Quecksilberthermometers aus Hartglas von den Angaben eines Wasserstoffthermometers sind (für meteorologische Zwecke) ganz unerheblich (bei $10^0 + 0{\cdot}05$, $20^0 + 0{\cdot}08$, $30^0 + 0{\cdot}10$ und bei $40^0 + 0{\cdot}11$).

Das Alkoholthermometer zeigt bei -70^0 der Hydrogen-Skala -63^0, das Toluenthermometer $-56{\cdot}6^0$. Trotzdem wäre das Toluen vorzuziehen, weil es weit

[1]) Man hat sie namentlich dazu benutzen wollen, um etwaige periodische Änderungen in der Intensität der Sonnenstrahlung bequem beobachten zu können.

[2]) Ferrel hat eine Theorie dieses Aktinometers gegeben. Aus den Temperaturdifferenzen solcher Thermometer an einem kalten klaren Märztage mit starkem NW-Wind berechnete er die Solarkonstante zu 2·3, ein feuchter warmer Maitag lieferte für dieselbe nur den Wert 2·0. Aus dem Umstande, dass die Temperaturdifferenz solcher Thermometer, die Mittags über 20⁰ betrug, nach Sonnenuntergang bei klarstem Wetter auf 0 herabsinkt, urteilt Ferrel weiter, dass keine merkliche Strahlung des Raumes (und der Sterne) existiert. Temp. of the atmosphere. Professional papers of the Signal Service Nr. XIII. Washington 1884. S. 41 etc. Met. Z. XIX, (1884) S. 386 und S. 500 und Maurer, B. XX, S. 18.

[3]) Trockenes Eis kann eine Temperatur erheblich unter dem Gefrierpunkt haben, ebenso ist im Innern grösserer Eisstücke die Temperatur meist unter Null.

leichter von stets gleicher Reinheit zu erhalten ist. Bei —70° können Thermometer mit „chemisch reinem" Alkohol gefüllt um 1° voneinander differieren.

Von den Thermometerskalen kommen jetzt nur mehr die nach Celsius benannte 100 teilige Skala und die Fahrenheitskala in Betracht. Die Skala nach Réaumur findet in der Meteorologie keine Verwendung mehr.

Der Nullpunkt der Celsiusskala ist bestimmt durch die Temperatur des tauenden Eises, der Skalenteil 100 durch den Siedepunkt reinen Wassers bei einem Luftdruck von 760 mm (reduziert auf das Meeresniveau und die normale Schwere unter 45° Breite). Die Fahrenheitskala zeigt beim Gefrierpunkt des Wassers 32° und beim normalen Siedepunkt 212°, der Fundamentalabstand zählt deshalb 180 Skalenteile, 5 Celsiusgrade kommen auf 9 Fahrenheitgrade, ein Grad Fahrenheit ist = 0·5555 ... Grade Celsius.

Es war Huygens, der (Jan. 1665) zuerst empfohlen hat, den Gefrierpunkt und den Siedepunkt des Wassers zu Fixpunkten des Thermometers zu wählen. Aber erst Fahrenheit (geb. 1686 zu Danzig) hat in seinen späteren thermometrischen Versuchen diese Fixpunkte an seinem auf anderer Grundlage geteilten Thermometer bestimmt. Seine ersten Thermometer zeigten 90° unter Null in einer Mischung von Eis, Wasser und Seesalz und 90° über Null bei Blutwärme (im Munde oder in der Achselhöhle eines gesunden Menschen). Später (1714) teilte er seine Skala auf den Rat von Boerhave nach dem Duodecimalsystem in 24 Teile. Null entsprach der Temperatur in jener Kältemischung und zugleich der grössten Kälte in Holland, wie sie im Jahre 1709 beobachtet worden war, die man überhaupt für die grösste je dort erlebte hielt; 24 der Blutwärme, 12 also einer gemässigten Temperatur (beiläufig der mittleren Temperatur von Holland). Später wurde jeder dieser Grade in vier Teile geteilt, bei Blutwärme zeigte der Thermometer dann 96. Im Jahre 1721 tauchte Fahrenheit sein Thermometer in eine Mischung von Eis und Wasser, es zeigte da 32°, und 1724 bestimmte er den Siedepunkt des Regenwassers[1]), nachdem er sich ein Quecksilberthermometer konstruiert hatte, zu 212°. Man hatte bisher stets nur mit gefärbtem Alkohol gefüllte Thermometer benützt. Dies ist die Entstehung der so verbreiteten Fahrenheitschen Skala und der befremdlichen Teilung des Fundamentalabstandes in 180 Theile.

In Betreff der hundertteiligen Skala ist zu bemerken, dass Linné es war, der zuerst den Gefrierpunkt mit 0, den Siedepunkt mit 100 bezeichnet hat. Celsius (geb. 1701 zu Upsala) bezeichnete den Siedepunkt mit 0.

Die jetzt nach Réaumur (geb. 1683) genannte Skala (0 Gefrierpunkt, 80° Siedepunkt des Wassers) ist ganz verschieden von der ursprünglichen Réaumurskala.

Burkhardt, Die Erfindung des Thermometers, Basel 1867. E. Renou, Histoire du Thermomètre, Paris 1876. Ostwald, Klassiker, B. 57, Abhandlungen über Thermometrie, Leipzig 1894.

Die englischen Alkohol-(Glas-)Thermometer sind meist unterhalb 32° derart graduiert, dass sie im gefrierenden Quecksilber —37·9° F. (38·85° C.) angeben, sie haben einen dritten Fixpunkt.[2]) Der wahre Gefrierpunkt des Quecksilbers ist aber —39·2° C. (—38·6° F.) am französischen Hartglasthermometer, oder —38·8° der Hydrogen-Skala.

Die Verwandlung der Fahrenheitskala in Celsius erfolgt dadurch, dass man bei Temperaturen unter Null (negativen Graden derselben) dieselben um 32 erhöht und dann mit 0·55 .. multipliziert, d. h. die Hälfte nimmt und 1/10, sowie ein 1/100 dieser Hälfte noch hinzu addiert, was im Kopfe geschehen kann. Bei Temperaturen über Null (Fahrenheit) zieht man vorerst 32 ab und wendet dann das gleiche Verfahren an.[3])

---

[1]) Fahrenheit erkannte auch, dass der Siedepunkt des Wassers mit dem Barometerstand variiert.

[2]) Auf Grund von B. Stewarts Bestimmung des Gefrierpunktes zu —37.93 nach dem Luftthermometer. Der Siedepunkt der Fahrenheitskala 212° wird meist definiert als Siedepunkt des Wassers bei 29.905 engl. Zoll Luftdruck in der Breite von London. Dies entspricht sehr nahe 760.03 mm unter 45° Breite, so dass dann 212° fast völlig genau den normalen Siedepunkt darstellt. C. Chree, Notes on Thermometry. Phil. Mag. Vol. 45. March 1898.

[3]) Beispiele: —50° F. = —82° × 0·55 . . . = —41·00 = —45·55° Cels.
—4·10
—·41
—·04

90° F. = 58° × 0·55 . . . = 29·00 = 32·22° Cels.
2·90
29
3

Ein Grad Réaumur ist = 5/4° Celsius Man addiert deshalb ein Viertel hinzu, wenn man R in C-Grade verwandeln will (16° R = 20° C), oder man dividiert durch 8 und multiplizier den Quotienten durch 10, was dasselbe ist, aber oft bequemer erscheinen mag, 26 4° R = 33° C

Die Fahrenheitskala ist noch in allen Landern englischer Zunge, selbst in wissenschaft lichen Werken ublich Als ein Vorteil derselben wird angefuhrt, dass man weniger mit nega tiven Graden zu rechnen hat, und dass der Grad kleiner ist, weshalb es vielfach genugt, di Temperatur nur in ganzen Graden anzugeben [1])

Thermometeraufstellung Dieselbe soll zwei Bedingungen erfullen Das Thermometer soll erstens seine Temperatur nur durch die Beruhrung mit der um gebenden Luft erhalten, also nur durch Warmeleitung, und es soll zweitens an einem Orte aufgestellt sein, wo die Lufttemperatur nicht lokal beeinflusst ist sondern wo die in der weiteren Umgebung in beilaufig gleicher Hohe herrschenden Temperaturverhaltnisse stets moglichst rein und rasch sich einstellen

In ersterer Hinsicht ist zu bemerken, dass, je kleiner die blanke Thermometer kugel ist, sie desto weniger von der Strahlung beeinflusst wird Versieht man sie ausserdem mit einem glanzend polierten Silberuberzug, so wird fast keine Strahlung absorbiert und das Thermometer giebt ohne Schutz nahezu die Lufttemperatur an

In der Beobachtungspraxis sucht man die Thermometer gewohnlich durch moglichst luftige Beschirmungen[2]) gegen die Warmestrahlung der Sonne, sowie gegen jene der Umgebung zu schutzen, zugleich aber auch gegen den Regen da ein nasses Thermometer unter die Lufttemperatur sinkt

Aber auch bei der besten Beschirmung wird man die Einflusse (auch) der (dunklen) Warmestrahlung der Umgebung auf die Thermometer nicht vollig aus schliessen konnen, dieselben werden, bei der langsamen Übertragung der Luft- warme durch blosse Leitung[3]), stets eine von der Lufttemperatur etwas abweichende Temperatur angeben Deshalb soll ausserdem durch starken Luftzufluss zu dem Thermometergefass der Einfluss der Warmestrahlung moglichst eliminiert werden Die Thermometer sollen zu diesem Zwecke einige Zeit vor der Ablesung einem lebhaften Luftstrome (aus der freien Umgebung) ausgesetzt, also kraftig ventiliert werden

Auf diesem Prinzipe der moglichsten Eliminierung der Strahlungseinflusse auf die Thermometer durch gesteigerten Luftzutritt zu denselben beruht die Anwendung der sog Schleuderthermometer, sowie auch das Assmannsche Aspirations- thermometer (oder -Psychrometer)

Die erstere Methode zur Bestimmung der Lufttemperatur hat zuerst Arago empfohlen Sie besteht darin, kleinere auf der Rohre geteilte Thermometer an einer Schnur rasch im Kreise herumzuschwingen, bis ihr Stand sich nicht mehr andert Dieses Verfahren kann namentlich Reisenden empfohlen werden, die nicht mit einem Aspirationsthermometer ausgerustet sind In der Sonne erhalt man damit immer noch etwas zu hohe Temperaturen Sind aber die Thermometer kugeln klein und blank versilbert, so erhalt man wohl nahe die Lufttemperatur

Die Benutzung eines Assmannschen Aspirationsthermometers ist aber in den meisten Fallen bei weitem vorzuziehen Bei diesem sind die ausseren Strahlungseinflusse schon von vorne herein dadurch wesentlich vermindert, dass das Thermometergefass in einiger Entfernung von zwei Metall hulsen, die aussere blank poliert, umgeben ist Eine polierte Metallflache absorbiert sehr wenig strahlende Warme Ausserdem wird durch einen von einem Uhrwerk getriebenen Aspirator dem Thermometergefass ein konstanter Luftstrom zugefuhrt Wenn derselbe die Geschwindigkeit von 2—3 m in der Sekunde hat, so kann man die Lufttemperatur auch im vollen Sonnenschein sehr

---

[1]) Sehr auffallend muss es erscheinen, dass die namentlich fur physikalische Formeln ganz unbehilfliche Fahrenheitsche Skala noch jetzt bei Männern der Wissenschaft Verteidiger findet M s z B Buchanan in Nature Aug 17, 1899, Vol 60, S 364 Auch Sir John Murray ist fur die Fahrenheit-Skala

[2]) Metalle sind das beste Material dafür, denn sie gleichen ihre Temperatur am raschesten mit der Luft temperatur aus

[3]) Da die specifische Wärme des Quecksilbers (noch mehr die des Weingeistes) sehr viel grosser ist als die der Luft, so nimmt die Thermometerkugel in ruhender Luft nur langsam die Luftwarme an Sollen die Thermometer den Anderungen der Lufttemperatur rasch folgen, so müssen sie kleine Gefässe haben und ventiliert werden

genau bestimmen. Ein solches Thermometer eignet sich auch zur Prüfung der gewöhnlichen Thermometeraufstellungen.

In der Praxis sind vornehmlich zwei Arten von Thermometeraufstellungen üblich. 1. Man bringt die Thermometer in einem (luftigen) Blechgehäuse vor einem Fenster auf der Nordseite eines Hauses an, in solcher Entfernung von der Mauer, dass die Temperatur derselben die Angaben des Thermometers nicht mehr beeinflusst. Zur Ablesung wird das Thermometer dem Fenster auf kurze Zeit hinlänglich genähert. Das Fenster darf (namentlich im Winter) nicht offen gelassen werden, am geeignetsten ist deshalb das Fenster eines ungeheizten Zimmers oder eines Korridors. In unseren Breiten ist die NNW-Seite die günstigste, die Sonne soll mindestens eine Stunde vor der Ablesung das Thermometergehäuse nicht mehr bescheinen, sonst muss dasselbe durch einen zweiten entfernten Metallschirm besonders geschützt werden. Hat man kein entprechend jeder Zeit gegen die Sonnenstrahlung geschütztes Fenster, so muss an geeignetem Orte ein zweites Thermometer angebracht werden, das dann an Stelle des von der Sonne beeinflussten abgelesen wird.

Das Thermometer soll mindestens 2—3 m über dem Boden angebracht werden. Die Temperaturangaben werden durch grösseren Abstand vom Boden wenig beeinflusst, wohl aber durch grosse Annäherung an denselben.[1])

Derartige mit Umsicht angebrachte Fensteraufstellungen der Thermometer liefern, in den gemässigten Zonen wenigstens, sehr gut vergleichbare Lufttemperaturen.

2. Man stellt im Freien eine geräumige luftige Hütte auf, deren Wände aus schief gestellten Jalousiebrettchen (besser Metall) bestehen, und die mit doppeltem Dach versehen ist. In dieser Hütte werden die Thermometer in luftigen Blechgehäusen oder (wenn der Schutz gegen Strahlung schon genügend) frei angebracht, nach unten gegen die Bodenstrahlung, aber durch einen Metallschirm geschützt.

Diese Aufstellung eignet sich besonders für höhere Breiten, wo die Sonne im Sommer schon ziemlich rings um den Horizont herumläuft, und wo die Temperatur im Innern der Häuser im Winter konstant viel höher ist als die Lufttemperatur, eine nahe Hauswand daher das Thermometer leicht stark beeinflussen kann. Sie leisten auch gute Dienste in Klimaten mit starker Bewölkung und stets lebhaft bewegter Luft. In niedrigen sonnigen Breiten, sowie im Kontinentalklima auch in mittleren Breiten, erhitzen sich solche Hütten viel zu stark; die Temperatur im Innern derselben kann bei Anwendung aller Vorsichtsmassregeln mittags um mehrere Grade von der Lufttemperatur aussen abweichen.

Specielle Anweisung zur Aufstellung der Thermometer findet man in den Instruktionen zur Anstellung meteorologischer Beobachtungen.[2])

Die Litteratur über die zweckmässigste Aufstellung der Thermometer ist eine sehr reiche.[3]) Die Versuche, die man zu diesem Zwecke angestellt hat, haben zu manchen lehrreichen Ergebnissen geführt.

Neben der zweckmässigen Aufstellung der Thermometer ist das Haupterfordernis wissenschaftlich brauchbarer Temperaturaufzeichnungen die richtige Wahl des Ortes, wo die Thermometer aufgestellt werden. Bei dieser Wahl hat man vor allem darauf zu achten, dass die Luft an der betreffenden Stelle als

[1]) Wild giebt die Vorschrift, die Höhe der Thermometer über den Boden soll 2—3 m betragen, die Tagesmittel der Temperatur variieren zwischen 1 und 20 m nur um 0·1⁰. Über den Einfluss der Höhe der Thermometer s. Rep. für Met. B. V. Nr. 2. 1875. Beachtenswert sind auch die Erörterungen von Kingston, obgleich ich durchaus nicht allen seinen Ansichten zustimmen kann. S. Z. f. Met. IX. (1874.) S. 71.

[2]) Jelineks Anleitung zur Ausführung meteorologischer Beobachtungen, nebst einer Sammlung von meteorologischen Hilfstafeln. 1895. (In Kommission bei W. Engelmann, Leipzig.) — Königlich Preussisches Meteorologisches Institut. Instruktion. Berlin. Asher & Co. — Instruktion für die Beobachtungen in Bayern. München. Ackermann. — Instruktion für den meteorologischen Dienst der Deutschen Seewarte. Hamburg. A. Angot, Instructions Météorologiques. Paris. Gauthiers Villars. — R. H. Scott, Instructions in the use of Met. Instruments. E. Stanford. London. — J. Eliot, Instructions to Observers of the India Met. Department Calkutta. — Instructions for Observers of the Weather bureau. Washington. Dazu spezielle Instruktionen (Zirkulare A bis H) für die einzelnen Instrumente.

[3]) H. Wild, Aufstellung der Thermometer zur Bestimmung der wahren Lufttemperatur. Rep. f. Met. T. VI. Nr. 9. Neue Versuche B. X. Nr. 4 und Nr. 10. Einfluss der Aufstellung etc. B. XIV. Nr. 9., ferner Met. Z. B. XX. 1885. S. 161. H. Hazen, Thermometer Exposure in Profess. Papers Signal Service. Nr. XVIII. Washington. John Aitken, Thermometer Screens Proc. R. Soc. Edinburgh. Vol. XII 661/696 (1884) und Vol. XIV. 53/84 und 428/32 (1887). Wl. Köppen, Studien über die Bestimmung der Lufttemperatur. Archiv der deutsch. Seewarte X. J. 1887. A. Sprung, Bericht über Thermometeraufstellungen. Abh. d. k. preuss. Met. Institutes B. I. Nr. 2. Berlin 1890. Hütten- und Fensteraufstellungen ergeben systematische Temperaturunterschiede. Gute Fensteraufstellungen, selbst ohne Beschirmung, geben unter sich gut übereinstimmende Temperaturen und Feuchtigkeiten. Hüttenaufstellungen in der Sonne differieren unter sich stärker. Ed. Mawley, Shade Temperature. Quart. Jour. R. Met. Soc. Vol. XXIII. 1897. Süring, Vergleichung verschiedener Thermometeraufstellungen. Ergebnisse d. Met. Beob. zu Potsdam 1895. Berlin 1897.

Repräsentant der Luftmassen (in beiläufig gleicher Höhe) der weiteren Umgebung angesehen werden kann. Örtlichkeiten, wo die Luft stagniert, sollen besonders vermieden werden, desgleichen solche, wo lokale kalte Luftzüge vorherrschen oder wo über südlich abdachenden Gehängen erwärmte Luftmassen aufsteigen. Freie Orte mit lebhaftem Luftwechsel sind im allgemeinen immer die besten. *Alle Verfeinerungen der Beobachtungsmethoden nützen nichts, wenn der Beobachtungsort nicht gut gewählt ist.*

Allgemeine Bemerkungen über die Erwärmung und Abkühlung der Atmosphäre. Die *Erwärmung der Atmosphäre* erfolgt, wie in der Einleitung nachgewiesen worden ist, fast allein durch die Sonnenstrahlung, völlig untergeordnete Wärmezuflüsse kommen von der Eigenwärme der Erde und von der Mondstrahlung.

Eine Aufspeicherung der Sonnenwärme findet statt in den obersten Schichten der festen oder flüssigen Erdoberfläche, welche die Sonnenstrahlung viel stärker absorbieren als die Luft und sich deshalb auch stärker erwärmen. Dieselben geben diesen Überfluss an Wärme wieder durch (dunkle) Wärmestrahlung an die überlagernden Luftschichten ab, zum Teil auch durch Wärmeleitung an die der Erde unmittelbar aufliegenden Schichten. Die aufsteigende warme Luft überträgt die Erwärmung am Boden auch auf die höheren Schichten (Konvektionsströmungen). *Temperaturerhöhungen* von Luftmassen treten ein bei Lageänderungen derselben, wenn sie dabei komprimiert werden, in tiefere Schichten mit höherem Luftdruck herabsinken. Ein *Wärmezuwachs* findet dabei nicht statt, die Steigerung der Temperatur entspricht nur der Volumabnahme. Der Wärmeinhalt bleibt dabei der gleiche.[1] Diese Verhältnisse können erst später eingehender besprochen werden.

Die latente Wärme des Wasserdampfes in feuchter Luft wird zu einer Wärmequelle für dieselbe, wenn durch Abkühlung bis zu einem gewissen Punkt eine Verdichtung des Wasserdampfes in flüssiges Wasser eintritt. Da die Temperaturerniedrigung eine Bedingung der Kondensation des Wasserdampfes und der Abgabe der latenten Wärme an die Luft ist, so wird sich diese Wärmequelle in einer *Verminderung* der Abkühlung äussern.[2]

Da das kondensierte Wasser nur auf Kosten der Sonnenwärme früher in Dampf verwandelt worden ist, so ist die latente Wärme des Dampfes nur eine aufgespeicherte Sonnenwärme und kann nicht als eine selbständige Wärmequelle für die Atmosphäre angesehen werden.

Die *Abkühlung der Atmosphäre* erfolgt hauptsächlich durch Wärmeausstrahlung in den Weltraum. Diese Wärmeausstrahlung findet ununterbrochen Tag und Nacht, Sommer und Winter statt, weil die Erdoberfläche und die Atmosphäre jederzeit und überall eine höhere Temperatur haben, als die den äusseren Raum erfüllenden Gase. Eine Temperaturerniedrigung tritt aber nur dort ein, wo der Wärmeverlust durch Ausstrahlung grösser ist, als die an Ort und Stelle zur Zeit wirksamen Wärmezuflüsse. Eine Erkaltung der Atmosphäre tritt deshalb hauptsächlich ein, örtlich in der Umgebung der Pole sowie in den obersten Schichten der Atmosphäre,

[1] Es erscheint deshalb zweckmässig, den Begriff der „potentiellen Temperatur" nach Helmholtz und Bezold einzuführen. Die *potentielle Temperatur* einer Gasmasse oder der Luft ist die absolute Temperatur (t + 273), welche sie annimmt, wenn sie ohne Wärmezufuhr oder Wärmeentziehung (d. i. „adiabatisch") auf den Normaldruck gebracht wird. Bei Änderung des Volums ohne Wärmezufuhr oder Wärmeentziehung bleibt in trockener Luft die potentielle Temperatur konstant.

[2] Erfolgt diese Abkühlung durch Emporsteigen der Luft und die damit verbundene Ausdehnung (Volumzunahme), so steigt die potentielle Temperatur der Luftmasse.

zeitlich bei Abwesenheit der Sonnenstrahlung in der Nacht oder Verminderung derselben im Winter.

Die Luft giebt ferner durch eigene Wärmestrahlung oder durch Leitung Wärme ab, an den durch Wärmeausstrahlung stärker als sie selbst erkalteten Erdboden; über Wasserflächen wird dies wohl jederzeit erst eintreten, wenn sich dieselben mit Eis bedeckt haben.

Eine Erkaltung der Luft, aber ohne Wärmeentziehung [1]), findet statt, wenn dieselbe aufsteigt, weil sie sich dabei ausdehnt, sowie sie in Schichten mit geringerem Luftdruck kommt. Sie erkaltet auch, wenn Wasser in ihr verdampft, oder wo sie mit feuchten der Verdunstung unterliegenden Körpern in Berührung ist, also namentlich über einer nassen Erdoberfläche, über feuchten Wiesen, Wäldern u. s. w. Eine Verminderung des Wärmeinhaltes der Luft findet dabei nicht statt, denn die Wärmemenge, welche, thermometrisch, scheinbar verloren gegangen ist, findet sich jetzt nur in anderer Form in der feuchten Luft, als latente Wärme der Wasserdampfes.

Das sind die hauptsächlichsten Ursachen und Vorgänge bei der Erwärmung und Abkühlung der Luft, die nun den Gegenstand eingehenderer Untersuchungen werden bilden müssen.

Erstes Kapitel.

Sonnenstrahlung und Wärmeausstrahlung.

I. Die Sonnenstrahlung als Wärmequelle für die Atmosphäre und die Erdoberfläche.

In der Einleitung wurde die wahrscheinliche Intensität der Sonnenstrahlung in der Erdferne und an der Grenze der Atmosphäre zu 3 bis 4 Kalorien (cm. Minute) gefunden. Es handelt sich nun darum, festzustellen, wie diese Wärmemenge zeitlich und örtlich für die Atmosphäre und namentlich auch für die Erdoberfläche in Wirksamkeit kommt. Es wird demnach die zeitliche und örtliche Verteilung der Intensität der Sonnenstrahlung specieller behandelt werden müssen.

A. Der tägliche und jährliche Gang der Sonnenstrahlung. Die tägliche Änderung der Intensität der Sonnenstrahlung für eine Luftmasse innerhalb der der Erdatmosphäre hat ihren Grund darin, dass die tiefer stehende Sonne dickere Atmosphärenschichten zu durchstrahlen hat und deshalb ihre Strahlung durch Absorption und diffuse Reflexion viel stärker geschwächt wird, als bei höherem Sonnenstande. In der Einleitung wurde gezeigt, dass diese Verminderung der Strahlung nicht einfach der Dicke der atmosphärischen Schichten proportional ist, sondern in einem viel rascheren Verhältnisse, nach einer geometrischen Progression erfolgt. In höheren Schichten der Atmosphäre wird die tägliche Änderung in der Intensität der Sonnenstrahlung immer kleiner [2]), an der Grenze derAtmosphäre ist sie überhaupt nicht mehr vorhanden.

Die aktinometrischen Messungen, bei denen ja immer die Grösse der senkrecht auffallenden Sonnenstrahlung bestimmt wird, liefern unmittelbar die Daten zur Kenntnis des Ganges der täglichen Änderung der Stärke der Sonnenstrahlung

---

[1]) Natürlich soweit die Vermischung mit kälteren Luftmengen, die Wärmestrahlung und -Leitung dabei unberücksichtigt bleiben kann.

[2]) Siehe später die Beobachtungen von Angström auf Teneriffa.

an ganz heiteren Tagen, sowie dieselbe bei der Erwärmung einer Luftmasse in Betracht kommt.

Beispiele für den täglichen Gang der Sonnenstrahlung an ganz heiteren Tagen (Kalorien pro Quadratcentimeter und Minute)

Crova Palavas bei Montpellier, 43° 32′ N 11 Juli 1876

Zeit	5h 1a	5·9	6·4	7·5	7·9	10·4	12·7p	2·1	3·5	5·1	6·3	6·8
Schichtend	8·9	4·0	3·1	1·9	1·7	1·13	1·07	1·2	1·5	2·5	4·1	7·5
Kalorien	0·45	0·82	0·93	1·06	1·09	1·21	1·17	1·18	1·12	0·86	0·70	0·45

Savelief Kiew, 50° 24′ (in 100 m). 7. Januar 1899

Zeit	9·5	10·2	11·0	11·7	12·0	12·8	1·1	1·9	2·3	2·9	3·1	3·4
Schichtend	5·9	4·8	3·9	3·7	3·6	3·7	4·0	4·8	5·7	7·5	8·8	11·2
Kalorien	0·86	1·03	1·10	1·15	1·10	1·12	1·08	0·99	0·92	0·77	0·69	0·58

Die kleine Tabelle zeigt, dass die Sonnenstrahlung auch an ganz heiteren Tagen ihr Maximum schon vor Mittag erreicht, um Mittag eine Depression zeigt und am Nachmittag wieder etwas zunehmen kann. Diese Abnahme um Mittag tritt im Sommer am stärksten auf und es ergeben sich dann oft zwei Maxima der Sonnenstrahlung am Vor- und am Nachmittage. Die fortwährenden Schwankungen der Intensität sind zu dieser Jahreszeit am stärksten. Die Diathermansie der Atmosphäre unterliegt fortwährend selbst bei scheinbar völlig reinem blauen Himmel grossen Änderungen. Dieselben vermindern sich gegen den Herbst und Winter hin, wo sich die zwei Maxima einander nähern und zuweilen zu einem einzigen verschmelzen. Dies ist in Montpellier, wie in Kiew und Pawlowsk der Fall, scheint also allgemeine Regel zu sein [1].

Die grössten Intensitäten um Mittag erreichen in Montpellier nur 1·6 Kalorie, auf dem Mont Ventoux (2000 m) aber hat Crova gegen Mittag am 29. und 30. September bis 1·92 gemessen.

Die viel grössere Diathermansie der Atmosphäre an klaren Wintertagen zeigt ein Vergleich der von Savelief im Januar (zu Kiew) und von Crova im Juli (Montpellier) bei gleichen Schichtendicken der Atmosphäre an gleich klaren Tagen gemessene Sonnenstrahlung [2].

Bei einer Schichtendicke von 9 mass Crova nur 0·45, Savelief 0·69 Kalorien bei 4 resp. 0·76 und 1·09; bei einer Schichtendicke von 3·7 war die Atmosphäre im Januar zu Kiew ebenso transparent, als bei 1·1 im Juli bei Montpellier.

Nach den Messungen von K. Angström ist im Sommer bei gleicher Sonnenhöhe die Intensität der Sonnenstrahlung auf Teneriffa (Littorale) nicht grösser als zu Upsala, sie kann an schönen Tagen sogar zu Upsala grösser sein. Z. B.

---

[1] Savelief hat zweijährige Aufzeichnungen (1891/92) eines Crova-Aktinographen reduziert. Ich habe aus seiner Tabelle folgende Mittelwerte abgeleitet:

Mittlere Intensität der senkrecht auffallenden Sonnenstrahlung zu Kiew in den vier Jahreszeiten
Gramm-Kal. pro Minute und Quadratcentimeter

Zeit	4/5	5/6	6/7	7/8	8/9	9/10	10/11	11/12	Mtg./1	1/2	2/3	3/4	4/5	5/6	6/7	7/8
W	—	—	—	0·04	0·12	0·19	0·27	0·30	**0·31**	0·28	0·23	0·15	0·05	0·00	—	—
F	0·03	0·13	0·30	0·40	0·42	0·46	0·48	**0·48**	**0·51**	0·48	0·44	0·43	0·41	0·30	0·15	0·03
I	0·09	0·34	0·54	0·68	0·73	**0·78**	**0·79**	0·72	0·69	0·64	0·62	0·60	0·54	0·47	0·30	0·09
H	—	0·01	0·13	0·32	0·43	0·50	0·56	**0·59**	**0·59**	0·54	0·52	0·44	0·31	0·14	0·01	—

Compt. rend. des obs. actinométriques faites en Kieff en 1891 et 1892. Petersburg 1893.

[2] Der 11. Juli war von vollkommener Reinheit, bei schwachem trockenen NW. Temperatur zwischen 19° und 31°, relative Feuchtigkeit 80 Proz. bis 36 Proz., Dampfdruck 12—13 mm. Der 7. Januar hatte eine Temperatur von —12 bis —7°, relative Feuchtigkeit 50—60 Proz., Dampfdruck 1·2 mm.

			Intensität	
Sonnenhöhe	43° 22′	Atmosphärendicke 1.46	Upsala 1.32	Teneriffa 1.28
	11° 00′	5.07	0.80	0.82

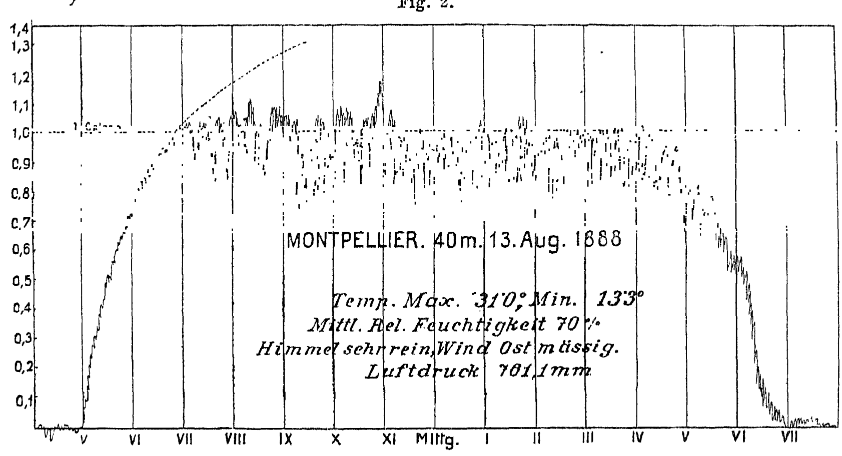
Nicht so im Winter, wo die Intensität der Sonnenstrahlung an kalten heiteren Tagen bei niedrigem Dampfdruck zu Upsala jener auf dem Gipfel des Pic in 3683 m im Sommer bei gleicher Dicke der Atmosphäre gleichkommt. Z. B. Upsala 5. März 1899, b = 751 mm, t = —9.7°, e = 1.5 mm, Pic b = 492 mm (Juni).

Stunde	Sonnenhöhe (Upsala)	Dicke der Schichte	Intensität (Kalorien) Upsala	Pic de Teyde
10h 41	21° 44′	2.70	1.28	1.28
10h 54	23° 14′	2.57	1.295	1.30

Der Wasserdampfgehalt der Luft oberhalb 3700 m zu Teneriffa im Sommer scheint also jenem der Luft an kalten Wintertagen zu Upsala gleichzukommen. (K. Angström, Intensité de la radiation solaires. Upsala 1900.)

Nachmittags ist die Atmosphäre im allgemeinen viel weniger diatherman, als vormittags, es giebt sehr wenige Tage, an denen die beiden Tageshälften gleich transparent sind. Der 11. Juli lieferte zu Montpellier von Sonnenaufgang bis Mittag 452 Kalorien, von Mittag bis Sonnenuntergang 425, in Summa 877. Dagegen fand Crova daselbst an einem der klarsten Wintertage (4. Januar 1876) am Vormittag 264 Kalorien, nachmittags 271, also etwas mehr, Tagessumme 535 Kalorien.[1])

Fig. 2.



Täglicher Gang der Sonnenstrahlung.

Eine Vorstellung von den fortwährenden starken Schwankungen der Intensität der Sonnenstrahlung im Sommer geben die Reproduktionen der Aufzeichnungen eines Aktinographen von Crova in Fig. 2 u. 3. Man ersieht darauf das Maximum am Vormittage, ferner die grössere Intensität der Sonnenstrahlung auf dem Mont Ventoux (in 2000 m) und die Abnahme der Schwankungen derselben mit der Höhe, d. i. mit der Erhebung in die reineren trockeneren Schichten der Atmosphäre.

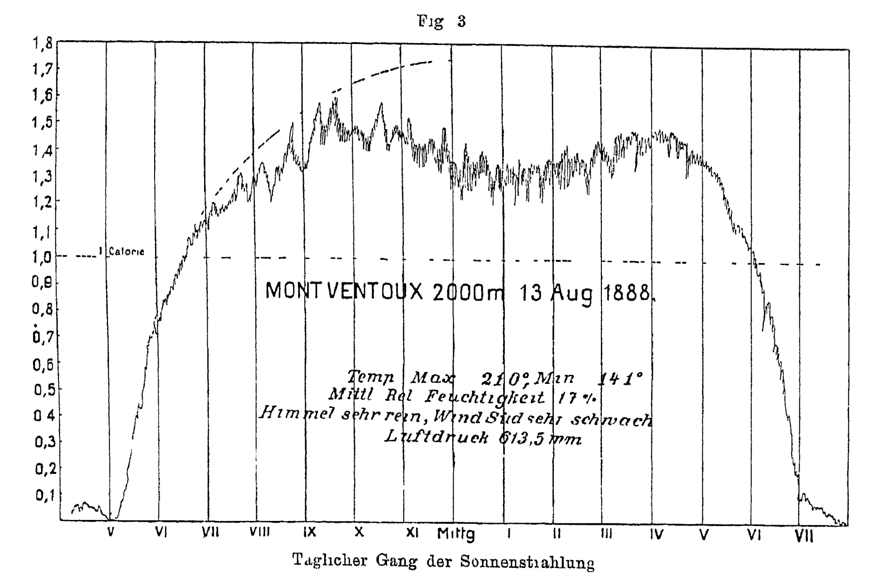
Täglicher Gang der Sonnenstrahlung auf dem horizontalen Boden. Für die Erdoberfläche kommt neben der Absorption der Sonnenstrahlung durch die Atmosphäre auch noch der Winkel in Betracht, unter welchem die Strahlung auffällt. Die Intensität der Strahlung nimmt ab mit der Sonnenhöhe, und zwar im Verhältnis des Sinus der Sonnenhöhe oder des Kosinus der Zenitdistanz. Die tiefstehende Sonne hat daher auf die Erwärmung des horizontalen Bodens eine sehr geringe Wirkung. Man ersieht dies aus folgendem Beispiel:

[1]) Auf den horizontalen Boden reduziert Juli 574, Januar 161 Kalorien.

Intensitat der Sonnenstrahlung zu Yxelo (Schweden), 58° 56′ nordl Br am 18 und 19 Juli 1888 nach K. Angstrom Vollig heitere Tage

Zeit	5ʰa	6ʰ	7ʰ	8ʰ	9ʰ	10ʰ	11ʰ	Mittag	
	7ʰp	6ʰ	5ʰ	4ʰ	3ʰ	2ʰ	1ʰ	"	
Sonnenhohe	12·1°	18·9°	26 3°	33 8°	40 8°	46 4°	50 8°	52 5°	
Schichtendicke	4 75	3 09	2·26	1·80	1·53	1·38	1·29	1 26	
Sonnenstrahlung	0 50	0 73	0 91	1 06	1·18	1·27	1 33	1·35	Kal
		reduziert auf den horizontalen Boden							
Sonnenstrahlung	0 10	0·24	0 40	0 59	0·77	0 92	1·03	1 07	"

Fig 3



Taglicher Gang der Sonnenstrahlung

Wahrend bald nach Sonnenaufgang eine Luftmasse oberhalb der Erdoberflache eine halbe Kalorie per Minute zugestrahlt erhalt, bekommt der Boden bloss ein Funftel davon, drei Stunden spater erst sechs Zehntel der senkrecht auffallenden Strahlung, um Mittag immer noch wenig mehr als 79 Proz In niedrigeren Breiten mit steiler aufsteigender Sonne sind die Verhaltnisse naturlich gunstiger Da aber der Boden die Sonnenstrahlung zum grosseren Teile absorbiert, die Luft nur ausserst wenig, erwarmt er sich trotzdem viel schneller als diese, wie wir spater sehen werden

Aus den Messungen der Intensitat der Sonnenstrahlung von K Angstrom in verschiedenen Seehohen auf Teneriffa geht hervor, dass die Zunahme der Sonnenstrahlung mit Zunahme der Sonnenhohe auf den Bergen etwas geringer ist als am Meeresniveau, wie dies zu erwarten Zum Beispiel

Sonnenhohe	10°	20°	40°	60°	80°	Diff
	Seehohe ca 350 m, b = 740 mm					
Atmospharendicke	5 38	2 82	1 51	1·13	0 99	4 39
Intensitat	0 79	1 05	1 27	1 35	1 39	0 60
	Seehohe 3500 m, b = 500 mm					
Atmospharendicke	3 70	1 93	1 03	0·77	0 67	3·03
Intensitat	1 16	1 38	1 54	1 59	1·62	0 46

Setzt man die Intensität der Strahlung an der unteren Station stets gleich 1, so erhält man folgende Verhältniszahlen (Teneriffa):

	Guimar	la Cañada	Pic
Höhe	360	2125	3683 m
Sonne		Intensität der Strahlung	
10^0	1	1·34	1·50
30^0	1	1·18	1·25
80^0	1	1·11	1·17

Bei 10^0 Sonnenhöhe beträgt die Zunahme für 3·3 km Erhebung 50 Proz., bei 30^0 nur mehr $^1/_4$ und bei 80^0 bloss 6 Proz.

Die Registrierungen von Savelief zu Kiew in den Jahren 1891 und 1892 liefern folgende Mittelwerte:

Mittlere stündliche Intensität der Sonnenstrahlung auf dem horizontalen Boden zu Kiew. Gramm-Kal.[1]) pro Minute und Quadratcentimeter.

5/6	6/7	7/8	8/9	9/10	10/11	11/12	12/1	1/2	2/3	3/4	4/5	5/6	6/7
						Winter							
—	—	0.00	0.02	0.05	0.09	**0.12**	**0.12**	0.10	0.06	0.03	0.00	—	—
						Frühling							
0.02	0.08	0.16	0.22	0.30	0.34	0.37	**0.38**	0.35	0.29	0.23	0.16	0.08	0.02
						Sommer							
0.06	0.17	0.32	0.44	0.56	**0.63**	0.61	0.59	0.53	0.45	0.38	0.27	0.16	0.05
						Herbst							
—	0.02	0.08	0.15	0.23	0.29	**0.33**	0.32	0.28	0.24	0.14	0.07	0.02	—

Das Vormittagsmaximum der Intensität der Sonnenstrahlung ist im Sommer und Herbst deutlich zu erkennen. Die geringe Intensität der Strahlung auf den horizontalen Boden im Winter unter 50^0 Breite tritt auffallend hervor; im Sommer ist die Intensität selbst um Mittag herum fünfmal grösser als im Winter.

Es mögen hier noch die Resultate direkter sorgfältiger Messungen von Th. Homén in Finland mit einem Aktinometer nach Angström-Chwolson[2]) angeführt werden. Doch ist zu beachten, dass die früheren Werte Mittelwerte sind, diese hier Einzelwerte ganz klarer Tage.

Sonnenstrahlung auf eine horizontale Fläche. Gramm-Kal., Quadratcentimeter. 60^0 17′ n. Br., 23^0 40′ E. v. Gr., Seehöhe 60 m.

Zeit	6	7	8	9	10	11	Mittg.	1	2	3	4	5	6
14. u. 15. August	0.14	0.32	0.53	0.77	0.92	1.01	1.02	0.97	0.82	0.65	0.48	0.33	0.20
2. u. 3. September	0.10	0.28	0.49	0.69	0.82	0.90	0.92	0.86	0.70	0.55	0.38	0.21	0.07

Der jährliche Gang und die Jahressumme der Sonnenstrahlung. Die Intensität der Sonnenstrahlung ist bisher nur an sehr wenigen Orten so regelmässig gemessen worden, dass diese Messungen wenigstens zu einer genäherten Kenntnis der Wärmesummen, welche der Ort im Laufe der Monate und das Jahres empfängt, geführt haben. Ich kenne nur zwei solche Orte, Montpellier, wo Crova und Houdaille, und Kiew, wo Savelief solche Messungen ausgeführt haben.

Jährlicher Gang der Intensität der Sonnenstrahlung an heiteren Tagen, etwas vor Mittag. (Kalorien pro Quadratcentimeter und Minute.)

Montpellier, 43^0 36′ nördl. Br., 60 m. 11 jähriges Mittel.

Januar	Februar	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Sept.	Oktob.	Nov.	Dez.	Jahr
1·03	1·06	1·10	**1·16**	**1·16**	1·11	1·11	1·07	**1·08**	1·04	1·05	0·98	1·08

April und Mai haben die grösste mittägige Sonnenstrahlung. Der Dezember die kleinste, im September macht sich ein zweites kleines Maximum bemerkbar.

---

[1]) Genähert absolute Werte, die Reduktion der Aktinographenzeichnungen auf absolutes Mass ist nicht ganz sicher.

[2]) Den Diagrammen von Homén entnommen. Pl. VIII u. IX. Der tägliche Wärmeumsatz im Boden etc. Leipzig. 1897.

Der Transmissionskoeffizient[1]) ist im Winter am grössten (0.71 Dez.), am kleinsten im Sommer (0.48).

Aus diesen Messungen und den Ergebnissen der Registrierung der Dauer des Sonnenscheins wurden die genäherten mittleren Tagessummen der Sonnenstrahlung berechnet. Die Wärmesummen für Kiew aber sind aus den Registrierungen eines Aktinographen von Crova direkt erhalten worden [2]).

Mittlere tägliche Wärmesummen, die der horizontale Erdboden empfängt (Gramm-Kalorien.)

Januar	Februar	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
Montpellier 43° 36′ N.												
82	127	184	229	296	311	**325**	295	225	135	90	61*	71924
Kiew 50° 24′ (3 Jahre)												
24	67	99	122	318	325	**328**	306	227	125	34	13*	60745

Wärmesummen nach den Jahreszeiten. Kilogramm-Kalorien.

Montpellier 43.9° N.				Kiew 50.4° N.			
Winter	Frühjahr	Sommer	Herbst	Winter	Frühjahr	Sommer	Herbst
8.0	21.7	28.6	16.6	3.0	16.6	29.4	11.7

Wenn alle Tage völlig heiter wären, würde Kiew pro cm² horizontalen Boden 123.5 (statt 60.7) grosse Kalorien von der Sonne zugestrahlt erhalten, an der Grenze der Atmosphäre (mit Solarkonstante 3 berechnet) aber erhält es deren 337.9. Es werden demnach 63.5 Proz. absorbiert, und nur 36.5 Proz. erreichen an völlig heiteren Tagen den Boden, in Wirklichkeit aber nur 18 Proz.

Mit den 71 924 Kalorien, die Montpellier im Jahre wirklich erhält, könnte nahezu eine Wasserschicht von 1.2 m Tiefe verdampft oder eine Eisschichte von 9.8 m geschmolzen werden.

Die grössten Tagessummen der Wärmestrahlung der Sonne zu Kiew erreichen selten 600 Kalorien (pro cm², Maximum 660 Juli 1891, 620 Juli 1892).

Sorgfältige absolute Messungen der Intensität der Sonnenstrahlung mit einem Angström-Chwolsonschen Aktinometer in verschiedenen Monaten des Jahres sind überdies ausgeführt worden von J. Schukewitsch in Pawlowsk und von P. Müller in Katharinenburg [3]). Die letzteren gestatten, die Verhältnisse des jährlichen Ganges der Sonnenstrahlung unter 56.8° n. Br. sehr deutlich zu verfolgen, da Müller die Intensitäten der Sonnenstrahlung einerseits, wie sie direkt um Mittag beobachtet worden sind, dann auch reduziert auf die gleiche Sonnenhöhe von 24° durch ein Diagramm dargestellt hat, in welches zugleich die Sonnenhöhe um Mittag zu Katharinenburg in den verschiedenen Monaten eingetragen erscheint. Die auf gleiche Sonnenhöhe (24°) reduzierten Werte sind überdies auch auf die gleiche, d. i. die mittlere Entfernung der Erde von der Sonne reduziert. Die folgende Fig. 4 ist eine Kopie dieses Diagramms.

Die unreduzierte Intensität der Sonnenstrahlung um Mittag erreicht ihr Maximum Ende März mit 1.44 Kalorien und ihr Minimum Anfang Dezember mit 1.22 ca. (In Pawlowsk [59° 41′ n. Br.] für die Sonnenhöhe 30° im April mit 1.36, Minimum Juli-August mit wenig über 1.20.) Die auf gleiche Sonnenhöhe und gleiche Sonnenferne reduzierte Intensität erreicht natürlich ihr Maximum Anfang Januar und ihr Minimum im Juli. Dass trotz der grösseren Sonnenhöhe im Sommer die beobachtete Intensität um Mittag kleiner ist als im März, hat seinen Grund in der Abnahme der Diathermansie der Atmosphäre im Sommer, im Frühling ist dieselbe am grössten, in Montpellier wie in Russland und in West-Sibirien, zuweilen tritt noch ein kleines Maximum im Herbst auf.

---

[1]) Für senkrecht einfallende Strahlung berechnet.

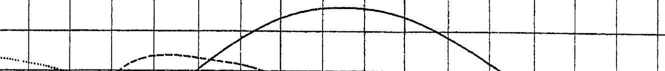
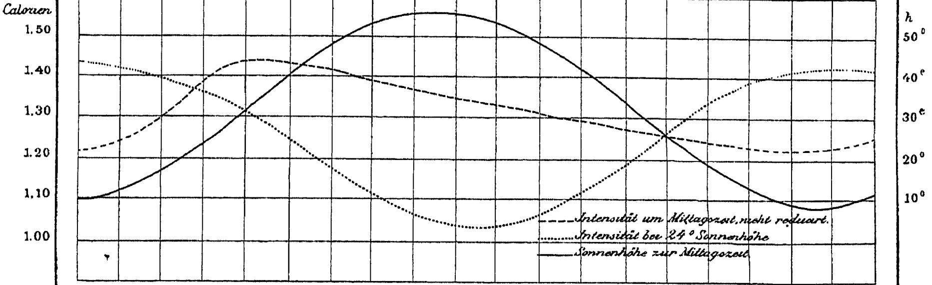
[2]) Der jährliche Gang der Intensität der blauen Farbe des Himmels stimmt mit dem der Diathermansie der Atmosphäre und der Intensität der Sonnenstrahlung im allgemeinen überein. Crova hat die Variationen in der Intensität des Blau ($\lambda = 0.53$) gemessen und findet zu Montpellier für Winter 128, Frühling 126, Sommer 118, Herbst 127 (Relativzahlen). Maximum: Dezember-Januar, Minimum Sommer. Im täglichen Gange tritt das Maximum am Morgen ein, das Minimum zur wärmsten Tagesstunde, die Intensität des Blau nimmt gegen Abend wieder zu, ohne jene am Morgen zu erreichen. Sur l'analyse de la lumière diffusee par ciel. Comptes rendus, t. CXII, S. 1. (1891.)

[3]) Rep. f. Met. XVII. No. 5. Petersburg 1894. Eingehende Diskussion der Beobachtungsergebnisse zu Pawlowsk von Schukewitsch, und Müller in Bull. d. Petersb. Akad., V. Ser. Bd. XI. No. 2. Sept. 1899.

B. Örtliche und zeitliche Verteilung der Sonnenstrahlung über die Erde. Zur Beurteilung der anderen Breiten zukommenden monatlichen und jährlichen Wärmesummen sind wir auf die Resultate der Berechnungen angewiesen, welche Angot angestellt hat.[1]) Unter der Annahme einer Solarkonstante von 3 Kalorien und der mittleren Transmissionskoëffizienten 1, 0·9, 0·8, 0·7 und 0·6 berechnete Angot die Wärmemengen für die einzelnen Monate und für das Jahr, für den Äquator und jeden 10. Breitengrad. Von diesen Rechnungsergebnissen, die natürlich nur für ganz heiteren Himmel (Bewölkung 0 das ganze Jahr hindurch) gelten, sollen einige hier angeführt werden.

Die Einheit für die folgenden Wärmemengen ist jene Wärme, welche der Äquator bei mittlerer Sonnenferne und der Deklination 0° (Äquinoktien) erhält. In Kalorien ist dieselbe gleich 458·4 × Solarkonstante oder diese gleich 3 gesetzt 1375·2 (Gramm-Kalorien).

Fig. 4.

Jährlicher Gang der Intensität der Sonnenstrahlung zu Katharinenburg. (Nach P. Müller.)

Berechnete monatliche und jährliche Wärmesummen in mittleren Äquatorialtagen. (Transmissionskoëffizient 0·6.)

Breite	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
80° N.	0.0	0.0	0.2	2.7	7.5	10.3	8.5	3.8	0.5	0.0	0.0	0.0	33.5
60	0.1	1.0	3.9	8.2	12.0	13.8	12.6	9.2	4.9	1.5	0.2	0.0	67.4
40	3.3	5.7	9.4	12.9	15.3	16.2	15.6	13.5	10.2	6.6	3.8	2.7	115.2
20	9.0	11.2	13.6	15.2	15.8	15.9	15.8	15.3	14.0	11.7	9.4	8.2	155.1
Äqu.	14.0	14.9	15.3	14.6	13.5	12.8	13.1	14.2	15.0	15.0	14.2	13.6	170.2
20° S.	16.8	15.9	13.9	11.2	8.8	7.7	8.3	10.5	13.1	15.3	16.6	17.0	155.1
40	16.6	13.9	9.9	6.0	3.4	2.4	3.0	5.2	8.8	12.8	15.9	17.3	115.2
60	13.4	9.2	4.4	1.3	0.1	0.0	0.1	0.8	3.4	7.8	12.3	14.6	67.4
80	8.8	3.5	0.4	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.1	2.3	7.4	11.0	33.5

Unter 10° N macht sich die doppelte Periode in der jährlichen Wärmezufuhr an der Erdoberfläche eben noch bemerkbar (für $q = 0{\cdot}6$), unter 10° S nicht mehr (das sekundäre Minimum Dezember und Januar wird durch die grössere Sonnennähe unterdrückt). Der solare Wärmegang an den Polen ist folgender:

Nordpol						Südpol					
April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jan.	Feb.	März
1·4	6·7	9·9	7·9	2·4	0·1	1·0	6·5	10·5	8·3	2·1	0·0

[1]) A. Angot, Recherches théoretiques sur la distribution de la Chaleur à la surface du Globe. Annales du bureau Cent. Mét. de France. Tome I. 1883, erschienen 1885.

Diese Tabelle gewährt einen Überblick über den jährlichen Wärmegang in verschiedenen Breiten, soweit derselbe nur von der Sonnenstrahlung bedingt ist und von der gleichzeitigen Verteilung der solaren Wärmemengen über die Erdoberfläche. Die Ungleichheiten im jährlichen Wärmegange der beiden Hemisphären resultieren bekanntlich daraus, dass die Sonne im Januar in der Erdnähe, im Juli in der Erdferne ist. Die Intensität der Bestrahlung ist im Januar um $^{1}/_{15}$ grösser als im Juli. Aus gleichem Grunde ist das Maximum der Wärme am Äquator im März grösser als das im September-Oktober.

Die solaren Wärmemengen an der Erdoberfläche unter verschiedenen Breitegraden unter der Annahme eines Transmissionskoeffizienten von 1·0 (also ohne Atmosphäre) und 0·6 sind nach Angot:

Jährliche Wärmemengen

	Äqu	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	Pol
q = 1·0	350·3	345·5	331·2	307·9	276·8	239·8	199·2	166·2	150·2	145·4
q = 0·6	170·2	166·5	155·1	137·6	115·2	90·6	67·4	47·7	33·5	28·1

Selbst unter der Annahme eines beständig heiteren Himmels gelangt daher am Äquator nicht die Hälfte, am Pol nur ein Fünftel der Sonnenstrahlung an die Erdoberfläche, die ganze Erde erhält unter Annahme eines Transmissionskoeffizienten von 0·6 bloss 44 Proz. der theoretischen Wärmemenge, denselben zu 0·7 angesetzt, auch nur 55 Proz. Infolge der Bewölkung sind in Wirklichkeit alle Wärmemengen erheblich kleiner, als die obigen berechneten.

Bei allen diesen Messungen und Berechnungen ist die diffuse Strahlung des Himmels nicht mit einbezogen. Ein nicht unbeträchtlicher Teil der Sonnenstrahlung, welcher infolge der Absorption und diffusen Reflexion in der Atmosphäre scheinbar verloren geht, wird in der That wieder wirksam in Form der Licht- und Wärmestrahlung der Atmosphäre. Das diffuse Himmelslicht ist ja, wie bekannt, sehr beträchtlich. Es ist das Licht, das wir im Schatten, in den Wohnräumen haben, und das bei Abwesenheit der Atmosphäre fehlen würde. Die diffuse Wärmestrahlung entgeht aber der gewöhnlichen Messung. Nimmt man den Transmissionskoeffizienten 0·75, so ist nach Clausius bei verschiedenen Sonnenhöhen das Verhältnis zwischen der Intensität der Sonnenstrahlung und dem diffusen Licht des Himmels durch folgende Zahlen gegeben:

Sonnenhöhe	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°
Rel. Intensität d. Sonnenstrahlg.	0·19	0·43	0·56	0·64	0·69	0·72	0·74
Intensität des Himmelslichtes	0·07	0·11	0·14	0·16	0·17	0·18	0·18
Gesamtlicht	0·26	0·44	0·70	0·80	0·86	0·90	0·92
Reduziert auf den horizontalen Boden [1])							
Gesamtlicht	0·10	0·26	0·42	0·57	0·69	0·80	0·87

Bei 30° Sonnenhöhe empfängt der Boden von der Sonne bloss 28 Proz. der Strahlung (von jener an der Grenze der Atmosphäre), das Himmelslicht ersetzt aber wieder 14 Proz., d. i. die Hälfte. Nimmt man den Transmissionskoeffizienten 0·6, so wird die direkte Strahlung für den Boden (bei 30° Sonnenhöhe) bloss 18 Proz., das diffuse Licht aber 20 Proz., übertrifft also das direkte Sonnenlicht. Dank dem diffusen Himmelslichte empfängt eine horizontale Fläche so viel Licht, wie es die Sonne ohne Atmosphäre liefern würde, wenn sie bloss um 5° niedriger stünde.

[1]) Die Reduktion bezieht sich natürlich nur auf die Sonnenstrahlung, die dann bei 10° z. B. statt 0·19 bloss 0·03 ist etc.

Dies gilt von den Lichtmengen. Die diffusen Wärmemengen dürften wohl auch in einem genäherten Verhältnis dazu stehen.

Die sogenannte „chemische Strahlung“ der Sonne, die Intensität der kurzwelligen (stark brechbaren) Strahlung ist Gegenstand eingehender Untersuchungen und Studien gewesen, da man selbe früher als den für das Wachstum und die Entwickelung der Pflanzen wichtigsten Teil der Sonnenstrahlung hielt. In jüngster Zeit hat Wiesner, eine von Bunsen und Roscoe angegebene Beobachtungsmethode weiter entwickelt und für regelmässige Beobachtungen geeignet gemacht. Er hat die Verhältnisse der diffusen Strahlung, jenes Teiles der Sonnenenergie, welche die Pflanzen von allen Seiten sozusagen umspült und deshalb von grösster Wichtigkeit ist, unter sehr verschiedenen Klimaten gemessen und in allen Beziehungen studiert und diskutiert.[1])

II. Die Wärmeausstrahlung.

Der Temperaturzustand eines Körpers wird bestimmt durch die Differenz zwischen dem Wärmezufluss durch Strahlung oder Leitung und dem Wärmeverlust durch Ausstrahlung.

Der Betrag der Wärmeausstrahlung eines Körpers in der Atmosphäre wurde früher nur gemessen durch die Temperaturdifferenz zwischen einem gegen die Wärmestrahlung geschützten und einem derselben ausgesetzten Körper (Thermometer), welche beide der nächtlichen Erkaltung in gleicher Weise ausgesetzt wurden. So fand Melloni, dass ein berusstes Thermometer um 3·6° (Nacht vom 9. Oktober 1846) tiefer stand als ein anderes, dessen Kugel mit einer glänzenden Silberhülle umgeben war; dieses letztere zeigte fast keinen Wärmeverlust durch Strahlung. Langley beobachtete in gleicher Weise in einer Seehöhe von 3540 m eine Differenz von 4·3°.

Eine grosse Reihe von Versuchen über die nächtliche Erkaltung hat J. Glaisher angestellt, um speciell den Einfluss der Bewölkung auf dieselbe festzustellen, sowie den Betrag der Erkaltung verschiedener Körper.[2])

Die Differenz zwischen den Angaben eines in gewöhnlicher Weise geschützten Thermometers 1·2 m über dem Boden und einem ähnlichen Thermometer in Focus eines parabolischen Hohlspiegels zeigte keine Abhängigkeit von der Jahreszeit, wohl aber von der Bewölkung. Die Differenz war bei ganz bewölktem Himmel 1·5° C., bei wolkenlosem Himmel 4·6° C., mehr als dreimal grösser.

Da der Grad der nächtlichen Erkaltung der Erdoberfläche für den Wärmegang in der Luft oberhalb derselben von grösster Wichtigkeit ist, so mögen auch noch die folgenden Beobachtungsergebnisse Glaishers hier angeführt werden.

Die nächtliche Erkaltung der nachstehenden Körper betrug (gemessen durch den Stand eines frei auf dieselben gelegten Thermometers, gegenüber den Angaben des geschützten Thermometers):

---

[1]) Die chemische Strahlung hat zuerst Draper (1841) gemessen, dann folgten die Untersuchungen von Bunsen u. Roscoe (1855) und von Roscoe allein 1874. Bunsen u. Roscoe, Phil. Trans. R. Soc. 1857, 1859, 1863 und Roscoe, 1865, 1866, 1867, 1874, ferner jene von Marchand. Man findet die Ergebnisse bei R. Radau: Les radiations chimiques du Soleil, und: La Lumière et les climats, Paris 1877, in kürzester Weise vorzüglich dargestellt. M. s. ferner Ed. Stelling, Photochemische Beob. der Intensität des gesamten Tageslichtes. Wild, Rep. Tom. VI. No. 6. 1878 u. Met. Z. XIV. (1879.) S. 41 u. S. 222. J. Wiesner, Unters. über das photochemische Klima von Wien, Kairo u. Buitenzorg (Java). Denkschr. d. Wiener Akad. B. LXIV. 1896 u. Zur Kenntnis des photochem. Klimas im arktischen Gebiete. Ebenda, B. LXVII. Wien 1898 u. Sitzungsberichte. B. CIX. Mai 1900.

[2]) On the Amount of the Radiation of Heat. Philosoph. Trans. 1847.

Kies	Stein	Flusssand	Gartenerde	kurzes Gras	langes Gras	Flachs auf Gras
13°	18°	21°	22°	41°	47°	57° C.

Den Einfluss des Grades der Bewölkung auf die nächtliche Erkaltung zeigen folgende Beobachtungsergebnisse

Nächtliche Erkaltung (4 = ganz trüb)

Grad der Bewölkung	4	3	2	1	0 (ganz heiter)
Gartenerde	0·4°	1·1°	1·2°	1·6°	1·8° C
kurzes Gras	0·9	1·7	1·9	2·2	2·5 „
langes Gras	1·1	2·1	2·3	2·6	2·9 „

Je höher die Wolkendecke, desto weniger schützte sie gegen die nächtliche Ausstrahlung

Diese Temperaturdifferenzen sind in dem feuchten Klima Englands und fast im Meeresniveau erhalten worden, auf trockenen Hochebenen würden sie viel grösser ausgefallen sein In Indien (zu Benares) sah Williams in irdenen Gefässen, die auf Stroh gestellt werden, im Winter Eisbildung bis zu 3 cm Dicke, wenn das Thermometer 1·7 m über dem Boden 5—8° C zeigte [1]) Glaser sah in Arabien in 2000 m Seehöhe bei 8° Lufttemperatur in klaren Nächten sich Eis bilden Meidinger machte eine ähnliche Beobachtung in Karlsruhe (27 Februar 1891) Bei heiterem Wetter und einer Lufttemperatur von 10—11° C schmolz der Schnee im Schatten der Häuser nicht, die Ausstrahlung gegen den heiteren Himmel war stark genug, das zu verhindern Meidinger schliesst daraus, dass bei ruhiger oder nur mässig bewegter Luft das Wasser (auch bei uns) bei 10° C Luftwärme gefrieren kann, wenn es im Freien der Wirkung ganz unbewölkten Himmels ohne Zufuhr von Sonnenwärme ausgesetzt ist Auch das Tauwasser fror sogleich wieder bei 10° Luftwärme, sowie es in den Schatten kam [2]) Dagegen schmilzt bei bewölktem Himmel der Schnee schon bei einer Temperatur wenig über Null Grad

Der erste, welcher die nächtliche Wärmestrahlung in absolutem Masse gemessen hat, war Maurer (Zürich) Er bediente sich dazu eines Aktinometers von Weber (Zürich) Im Mittel von Messungen an drei ganz wolkenlosen Juninächten (1887) fand er den Wärmeverlust durch Ausstrahlung der berussten Kupferplatte (von 15° C) zu 0·13 Kalorien pro Quadratcentimeter und Minute, d i also ungefähr der zehnte Teil der Intensität der Sonnenstrahlung um Mittag an der Erdoberfläche Später (Februar 1888) haben Pernter und Trabert im Winter die Wärmeausstrahlung auf dem Sonnblickgipfel und zu Rauris gemessen Die Ergebnisse, mit jenen zu Zürich zusammengestellt, sind [3])

Ort	Zürich	Rauris	Sonnblick [4])
Höhe	440	950	3100 m
Temperatur	15°	— 6°	— 12° C
Ausstrahlung	0·13	0·15	0·20 Kal
Strahlung der Atmosphäre	0·37	0·21	0·12 „

Die Ausstrahlung nimmt natürlich mit der Höhe zu

Die Strahlung der Atmosphäre erhält man, wenn man berechnet, wie gross die Ausstrahlung der Kupferplatte gewesen wäre, wenn dieselbe gar keine Wärme zugestrahlt bekommen hätte

---

[1]) Dabei spielt aber auch die Verdunstungskälte an der äusseren Oberfläche der porösen Thongefässe eine Rolle

[2]) Offenbar war an diesem Tage die Atmosphäre ganz besonders trocken und transparent

[3]) Maurer, Sitzungsber d Berliner Akad Nov 1887 u Pernter, Sitzungsber d Wiener Akad Dez 1888 B XCVII Abt IIa S 1562 Pernter bediente sich eines Violle'schen Aktinometers

[4]) Korrespondierende Messungen, die Extreme waren Sonnblick 0·22 und Rauris 0·18 Eine Beobachtungsreihe kurz vor und bei Sonnenaufgang zeigt die rasche Abnahme der Ausstrahlung, besser gesagt, die Zunahme der Strahlung der Atmosphäre Sonnblick 0·22, 0·17, 0·15, 0·13, Kolm 0·16, 0·11, 0·09 Kalorien

Nach dem von Stephan experimentell, von Boltzmann später theoretisch nachgewiesenen Strahlungsgesetze ist die Grösse der Ausstrahlung der vierten Potenz der absoluten Temperatur (d. i. $273^0 + t^0$ C.) proportional. Der Proportionalitätsfaktor ist 0.723×10^{-10}. Man erhält also aus den Züricher Beobachtungen ($t = 15^0$):

$$288^4 \times 0.723 \, . \, 10^{-10} = 0.497,$$

d. h. die aktinometrische Platte hätte 0.50 Kalorien pro Minute verloren, wenn ihr nicht die Atmosphäre wieder 0.50 — 0.13 = 0.37 Kalorien zugestrahlt hätte. Ebenso findet man die natürlich kleinere Atmosphärenstrahlung bei den Beobachtungen von Pernter und Trabert.

Aus dem nächtlichen Wärmegang der Luft, welcher ja hauptsächlich durch die Wärmeausstrahlung bedingt ist, hatte Maurer schon früher auf einem ganz anderen Weg für die Strahlung der Atmosphäre den Betrag von 0.39 Kalorien gefunden. (Diese grosse Übereinstimmung ist natürlich nur zufällig.) Wir sehen daraus, dass die Wärmestrahlung der nicht erleuchteten Atmosphäre ca. ein Zehntel der Solarkonstante ist! Maurer meint, dass man die Strahlung der Atmosphäre bei Tage zu mindestens 0·50 Kalorien veranschlagen darf. Die diffuse Wärmestrahlung der Atmosphäre spielt demnach in dem Wärmehaushalt an der Erdoberfläche eine grosse Rolle. Es bestätigt sich von theoretischer Seite her der Lamontsche Erfahrungssatz, dass die reine (unbewölkte) Atmosphäre die Erdoberfläche durch ihre eigene Wärmestrahlung immer noch so stark schützt gegen den nächtlichen Wärmeverlust durch Ausstrahlung, wie eine Wolkendecke von drei bis vier Zehntel der Himmelsfläche.[1])

Trabert[2]) und Maurer[3]) berechneten auf Grund des nächtlichen Wärmeganges (der nächtlichen Erkaltung der Luft durch Wärmeausstrahlung) den Strahlungskoëffizienten der Luft auf verschiedene Weise. Das Resultat war aber sehr übereinstimmend. Ein Gramm Luft strahlt in der Stunde bei einer Temperaturdifferenz von 1^0 eine Wärmemenge von 0.033 Gramm-Kalorien aus: dies giebt für einen Kubikcentimeter (0.001293 Gramm) eine Ausstrahlung von $0.427 \times 10^{-}$. Der Strahlungskoëffizient der Luft scheint von der Temperatur ziemlich unabhängig zu sein, denn der nächtliche Wärmegang zu Batavia (bei 26^0) liefert für denselben fast genau denselben Wert wie jener auf dem Sonnblick (bei -6^0).

Trabert findet, dass die Strahlung der Luft der absoluten Temperatur direkt proportional ist, so dass die von einem Gramm Luft von 0^0 gegen eine Fläche von der absoluten Temperatur Null pro Stunde ausgestrahlte Wärmemenge gleich ist 0.033×273^0, somit 9 (Gramm-)Kalorien beträgt.

Wärmestrahlung zwischen Himmel und Erde. Die wichtige Frage, ob die diffuse Strahlung bei Tage der gleichzeitigen Ausstrahlung gegen den Himmel gleichkommt oder dieselbe vielleicht übertrifft, hat Th. Homén zu beantworten gesucht.[4])

Die Gesamtstrahlung der Sonne und des Himmels gegen eine horizontale Fläche war zwar schon früher mittels eines Richardschen Aktinographen zu messen gesucht worden.[5]) Aber der Aktinograph gestattete keine absoluten Messungen. Homén stellte sich die Aufgabe, die Strahlung zwischen Himmelsgewölbe und Erde am Tage in absolutem Masse zu messen und verwendete dazu die Angströmsche Methode. Die Messungen wurden vom 12. August bis 3. Oktober 1896 in Finland ausgeführt und ergaben folgende allgemeinste Resultate:

Ist der Himmel klar, so überwiegt stets die Ausstrahlung gegen den Himmel die Strahlung der Atmosphäre. Selbst mitten im Tage findet ein Wärmeverlust durch Ausstrahlung statt, der oft ebenso stark ist, wie in klaren Nächten und auf 0·2 bis 0·3 Kalorien pro Minute und Quadratcentimeter steigen kann.

---

[1]) Maurer, Theorie des Temperaturganges während der Nachtstunden. Annalen der Schweiz. C. A. 1885. B. XX. Appendix 5 u. Met. Z. 1887. S. 189.

[2]) Der tägliche Gang der Temperatur auf dem Sonnblickgipfel. Denkschriften der Wiener Akademie. LIX. B. 1892.

[3]) S. oben.

[4]) Die Arbeit, in welcher dies geleistet wird, ist ein Muster geophysikalischer Untersuchungsmethoden. Homén, Der tägl. Wärmeumsatz im Boden und die Wärmestrahlung zwischen Himmel und Erde. Leipzig 1897.

[5]) Colley, Mischkine und Kazine zu Moskau. Ann. de Chim. et Physique. 6. Ser. T. 26. 1892.

Wenn aber der Himmel bewölkt ist, so findet stets eine Wärmestrahlung vom Himmel gegen die Erde statt, die am Vormittage am stärksten ist und zuweilen grösser werden kann, als Wärmeausstrahlung gegen den klaren Himmel.

In der Nacht fand stets bei klarem wie auch bei bewölktem Himmel eine Wärmestrahlung von der Erde gegen den Himmel statt. Selbst wenn die erste Hälfte der Nacht ganz klar gewesen und die Temperatur infolgedessen recht tief gesunken war, konnte eine plötzlich eintretende Bewölkung die Ausstrahlung nicht hemmen, sie dauerte fort bis gegen Sonnenaufgang. Dabei konnte die Lufttemperatur im Grase und ein auf den Rasen gelegtes Thermometer in einer Stunde um 3—5° steigen, während die Ausstrahlung gegen den Himmel, wenn auch vermindert, fortdauerte. Dies war wohl eine Folge der Wärmezufuhr vom Boden gegen die Oberfläche, die bei verringerter Ausstrahlung sich derart wirksam zeigte.

Die folgende kleine Tabelle enthält in übersichtlicher Weise die Bilanz zwischen der Wärmeausstrahlung bei Tage und bei Nacht und der Wärmestrahlung der Sonne, an heiteren Tagen (und Nächten).

Strahlung gegen eine horizontale Fläche von 1 Quadratcentimeter pro Minute in Gramm-Kalorien

1896	14. August	15. August	2. Sept	3. Sept	1. Okt.	2. Okt
Zeit	5h50a-6h10p	6h20a-6h20p	5h30-5h40	6h10-5h30	7h25-4h10	7h40-4h10
Sonnenstrahlg	504.2	447.8	423.4	387.2	196.5	182.6 Kal
Ausstrahlung	132.8	121.5	116.4	103.5	51.2	45.9 „
Wärmezufuhr bei Tag	371.4	326.3	307.0	283.7	145.3	136.7 „

Nächtlich ausgestrahlte Wärme

Zeit	6h10p-6h20a	5h20p-6h10a	4h10p-7h40a
Ausstrahlung	130.0	71.2	95.3 Kal
Sonnenstrahlung	14.6	7.5	4.7 „
Wärmeverl. b. Nacht	115.4	63.7	90.6 „

Am 14. und 15. August war die Wärmeeinnahme bei Tage im Mittel 349 Kalorien, der Wärmeverlust bei Nacht 115, somit die positive Wärmebilanz 234 Gramm-Kalorien, am 2. und 3. September betrug dieselbe, in gleicher Weise berechnet, 231, und am 1. und 2. Oktober nur mehr 50 Kalorien. Diese Zahlen geben uns zum ersten Male die Wärmeeinnahme an klaren Tagen in absolutem Masse als Resultat der Sonnenstrahlung und der Wärmeausstrahlung.

Zweites Kapitel

Der tägliche Gang der Temperatur an der festen und an der flüssigen Erdoberfläche und in der Atmosphäre

Einleitung. Die Kenntnis des Verlaufes der täglichen Wärmeänderungen in den obersten Schichten der festen oder flüssigen Erdoberfläche ist von der grössten Wichtigkeit für das Verständnis des täglichen Temperaturganges in den unteren Luftschichten, denn letzterer hängt vollkommen von ersterem ab, wird fast allein von demselben bedingt. Da die Luft in Bezug auf ihr Absorptionsvermögen gegen die Sonnenstrahlung, sowie auch in Bezug auf ihre eigene Wärmeausstrahlung weit

zurückbleibt gegenüber der festen und flüssigen Erdoberfläche, so ist die letztere der Sitz weit grösserer Temperaturvariationen im Laufe des Tages (und des Jahres), als jene sind, die in der Luft vor sich gehen. Die unteren Luftschichten sind daher in ihren Temperaturänderungen in erster Linie von jenen des Erdbodens abhängig. Bei Tage empfängt die Luft ihren Wärmezuwachs grösstenteils vom festen Erdboden her (durch Leitung, Strahlung, namentlich aber durch Konvektionsströmungen), bei Nacht kühlt sie ab durch Wärmeleitung und Wärmeausstrahlung gegen den erkalteten Erdboden. Ein Verständnis des täglichen Wärmeganges in der Luft kann daher nur auf Grund der Kenntnis des täglichen Wärmeganges an der Erdoberfläche gewonnen werden. Wo die Erdoberfläche flüssig, mit Wasser bedeckt ist, wirkt sie weit weniger ein auf die Temperatur der Luft über derselben und mehr im jährlichen als im täglichen Gange. Die Wasserflächen absorbieren die Sonnenstrahlung ebenfalls im hohen Grade, lassen dieselbe noch tiefer eindringen als der feste Boden; aber zum Teil gerade deshalb, zum Teil wegen der grösseren specifischen Wärme des Wassers, dann auch infolge der Verdunstung erwärmt sich eine Wasserfläche bei Tage weniger stark in den obersten Schichten, und diese wirken deshalb auch weniger auf die unteren Luftschichten. Bei Nacht kühlt dagegen das Wasser weniger rasch ab als eine feste Oberfläche und als die Luft, erstlich vermöge seiner grossen specifischen Wärme und dann vermöge des Umstandes, dass das an der Oberfläche erkaltete Wasser in tiefere Schichten hinabsinken kann, und wärmeren, von unten her kommenden Platz macht.[1]) Derart ist die unmittelbare thermische Einwirkung einer Wasserfläche auf die über ihr ruhenden Luftschichten eine weit schwächere, als die des festen Erdbodens. Bei grossen, lange andauernden Temperaturdifferenzen kommt aber die grosse, im Wasser aufgespeicherte Sonnenwärme wieder zur Geltung, und spielt dann eine weit grössere Rolle, als die geringen Wärmemengen des festen Erdbodens.

Eine nähere Betrachtung des täglichen Wärmeganges in den obersten Schichten der festen oder flüssigen Erdoberfläche führt nicht allein zu einem Verständnis des täglichen Wärmeganges in den unteren Luftschichten, sie verbreitet zugleich helleres Licht über die Vorgänge bei der Erwärmung und Abkühlung der Luft überhaupt.

I. Täglicher Wärmegang an der festen Erdoberfläche.

Man besitzt erst aus neuerer Zeit stündliche Beobachtungen der Temperatur an der äusseren Erdoberfläche. Es ist das grosse Verdienst von H. Wild, auf die hohe Bedeutung der Kenntnis des täglichen Temperaturganges an der Erdoberfläche selbst sowohl für die Probleme des Wärmeganges im Erdboden als auch für den täglichen Gang der Luftwärme aufmerksam gemacht zu haben, und seiner Initiative

---

[1]) Die specifische Wärme des Wassers ist bekanntlich zur Einheit gewählt worden. Um einen Kubikcentimeter Wasser um 1° zu erwärmen, ist eine Wärmeeinheit nötig, um einen Kubikcentimeter festen Erdboden um 1° zu erhöhen, bedarf es bei mittlerer Zusammensetzung desselben nur ca. 0.6 solcher Wärmeeinheiten. Je feuchter der Boden, desto mehr nähert sich seine specifische Wärme jener des Wassers, Torf und sehr humusreiche Erde haben die grösste specifische Wärme, wenn sie feucht (in natürlichem Zustande) sind (Pfaundler, Pogg. Ann. 1866). Um 1 g Luft um 1° zu erwärmen, braucht man 0.238 Wärmeeinheiten; ein Kubikcentimeter Luft wiegt aber bloss 0.00129 g, bedarf daher dazu nur 0.00031 Kalorien. Die Luft hat demnach eine 3257 mal kleinere specifische Wärme als das Wasser. Mit anderen Worten: Lassen wir z. B. um 10° wärmere Luft über eine Wasserfläche hinstreichen, so müssen 326 Kubikcentimeter ihren ganzen Wärmeüberschuss an das Wasser abgeben, um eine Wasserschicht von 1 cm um 1° zu erwärmen. Oder: erkaltet diese Wasserschicht um 1°, so kann dadurch eine Luftschicht von ca. 33 m Höhe um 1° erwärmt werden.

verdankt man es, dass wir jetzt, namentlich von den russischen Hauptstationen, uber hinreichende und vorzugliche derartige Beobachtungen verfugen.[1]

Aus diesen Beobachtungen hat sich im allgemeinen ergeben

1 Die feste Erdoberflache erwarmt sich bei Tage und im Sommer weit uber die Lufttemperatur, bei Nacht und im Winter erkaltet sie (aber verhaltnismassig nur wenig) unter die Temperatur der uberlagernden Luftschichten Die mittlere Temperatur der Erdoberflache ist deshalb hoher als die der Luft

2 Die niedrigste Temperatur tritt an der Erdoberflache (fast ubereinstimmend mit jener der Luft) um Sonnenaufgang ein, die hochste um 1ʰ nachmittags (eine bis zwei Stunden vor dem Maximum der Luftwarme), somit etwas mehr als eine Stunde nach der starksten Insolation

3 Die taglichen Warmeanderungen dringen von der Bodenoberflache nur bis zu einer Tiefe von 1 m in den Erdboden ein, in dieser Tiefe verschwindet selbst in sehr heissen Klimaten die tagliche Temperaturvariation

Zur naheren Erlauterung mogen einige Beobachtungsergebnisse der Station Nukuss (1½ km vom Amu Darja, in wustenartiger Gegend) dienen

Verhaltnisse des taglichen Warmeganges in Nukuss Jahr 1875

	Luft (3 m)	Bodenoberflache	—0 05	—0 10	—0 20	—0 40 m
Mitteltemperatur	11 5	15 8	13 4	13 8	13 9	14 3
Maximum	17 2	32 3	19 2	17 8	15 6	14 7
Minimum	5 4	5 2	8 5	9 8	12 2	14 1
Differenz	11 8	27 1	10 7	8 0	3 4	0 6
Eintrittszeiten						
Minimum	5 h a	4 h 55 a	6 h 5 a	7 h 15 a	10 h 0 a	4 h 10 p
Maximum	2 h 40 p	1 h 15 p	4 h 30 p	5 h 30 p	8 h 15 p	3 h 35 a
		Mitteltemperaturen im Sommer				
5 h morgens	16 6	16 1	20 8	22 9	26 3	28 2
1 h nachmittags	30 6	55 2	31 6	30 0	26 0	27 4

In der Nacht und am fruhen Morgen nimmt die Temperatur von der Tiefe von 0 4 m nach aussen ab, am Nachmittag nimmt sie von der Erdoberflache sowohl nach innen, als nach aufwarts in die Luft ab In 0 4 m ist die tagliche Schwankung schon sehr klein und die Eintrittszeiten der Extreme sind hier die entgegengesetzten von jenen an der Erdoberflache

Am fruhen Morgen ist die Bodentemperatur etwas niedriger als die Lufttemperatur in 3 m Hohe, am Nachmittag ist sie im Sommer um nahe 25° hoher als die Lufttemperatur ' selbst im Winter noch um 8° (Luft 1 3, Boden 9 4)

Das Minimum von Luft- und Bodentemperatur tritt gleichzeitig ein, das Maximum aber in der Luft fast um anderthalb Stunden spater

Der tagliche Gang der Temperatur in verschiedenen Bodenarten ist Gegenstand sehr sorgfältiger Beobachtungen und Berechnungen durch Th. Homén in Finland geworden Durch stundliche Beobachtungen der Temperatur an der Oberflache und in geringen Abstanden bis zu 70 cm Tiefe hat derselbe den taglichen Gang der Warme in Felsboden, auf offener sandiger Heide, auf bewaldeter sandiger Heide, auf einem lehmigen Weizenacker, auf einer Moorwiese, Mooracker und Moorwald an Sommertagen festgestellt

Von den Ergebnissen dieser wichtigen Untersuchungen beruhren nur wenige den vorliegenden Gegenstand, im ubrigen muss deshalb auf die Abhandlungen selbst verwiesen werden [2])

[1]) H Wild Uber die Bodentemperatur in St Petersburg u Nukuss Rep f Met T VI No 4 1878 Die altesten Beobachtungen der ausseren Bodentemperatur sind die von Georg Neumayer in Melbourne 37° 50' südl Br (1858/63), spater hat Dohrandt in Nukuss 42° 27' nordl Br 1875 solche angestellt und Wild hat dieselben bearbeitet Jetzt liegen aus Russland solche vor von Pawlowsk, Tiflis, Katharinenburg und Irkutsk

[2]) Theod Homen, Bodenphysikalische und meteorologische Beobachtungen Berlin 1894 und Der tagliche Wärmeumsatz im Boden Leipzig 1896 Mit sehr instruktiven Diagrammen uber den taglichen Gang der Temperatur in den verschiedenen Bodenarten

Mittlere Extreme der Temperatur, 10 u 12 August

Bodenart	Mittlere Temperaturmaxima im Gras	Oberflache	60 cm	Mittlere Temperaturminima im Gras	Oberflache	60 cm
Granitfels	32 5	34 8	20 9	12 6	14 5	19 6
Sandhaide	37 7	42 3	14 2	6 4	7 8	14 1
Moorwiese	32 8	27 7	11 7	2 2	6 3	11 6

Mittlere Extreme in der Luft 22 7° und 9 6°

Eintrittszeiten	an der Oberflache Granit	Sandhaide	Moorwiese	in 60 cm Tiefe Granit	Sandhaide	Moorwiese
Maximum	2 h 0 p	1 h 7	1 h 28	0 h 35 a	8 h 50 a	3 h 30 a
Minimum	4 h 35 a	4 h 7	4 h 43 m	1 h 23 p	8 h 47 p	2 h 50 p

In der Luft 3 h 0 p und 4 h 33 a m

Im Felsen war die Temperatur zu allen Zeiten hoher als in der Luft und in allen Tiefen, auf der Haide nur in den oberen Schichten, im Moore sind die Tagesmittel der Temperatur jenen der Luft nahe gleich Mittlere Temperatur vom 10 bis 12 August (heisse Tage) Granitfels, Oberflache 23 0, in 60 cm 20 2, Sandhaide Oberflache 20 8 und 14 1, Moorwiese 16 4 und 11 6

Warmeaufnahme und Warmeabgabe der oberen Bodenschichten im Laufe eines Tages Ein prazises Mass fur den taglichen Warmeumsatz im Boden und fur die Warmeabgabe des Bodens an die Luft wenigstens fur Spatsommertage haben erst die Untersuchungen von Th Homén geliefert Diese ausserst wertvollen Beobachtungen wurden in Finland angestellt unter 60° 17′ nordl Br, 23° 40′ E v G, 70 m Seehohe Stundliche Temperaturmessungen bis zu 60 cm Tiefe (in 0, 1, 2, 5, 10, 20, 30, 40, 50, 60 cm) in Granitfels, Sandhaide und Moorwiese ergaben

Warmeumsatz an der Erdoberflache

I Bei der taglichen Erwarmung (Gramm-Kalorien pro Quadratcentimeter)

	Insolation	Ausstrahlung	Magazinierte Warme Fels	Sandhaide	Moorwiese	Verdunstungswarme			an die Luft abgegebene Warme		
14 u 15 Aug	456	115	185	81	34	0	70	211	155	190	95
2 u 3 Sept	392	101	149	70	36	0	112	164	142	108	90
1 u 2 Okt	178	42	75	41	14	0	31	32	61	64	90

II Bei der nachtlichen Abkuhlung

			Vom Boden abgegebene Warme			Verdunstungswarme			an die Luft abgegebene Warme		
14 u 15 Aug	37	143	164	84	50	0	28	37	58	—50	—93
2 u 3 Sept	21	73	137	72	42	0	11	11	85	10	—21
1 u 2 Okt	17	102	86	34	19	0	0	0	1	—51	—66

Der Felsboden giebt die meiste Warme an die Luft ab, weniger die Sandheide, am wenigsten die Moorwiese, bei welcher der grosste Teil der Insolationswarme als Verdunstungswarme verloren geht Der Boden speichert einen Teil der Insolationswarme bei Tage auf und giebt dieselbe bei Nacht wieder an die Luft ab Grosser noch ist seine Wirkung bei Tage Ein Quadratcentimeter giebt bei Tage an die Luft ab Felsboden 155, Sandheide 190 (weil weniger Warme in den Boden eindringt) Moorwiese, wegen der grossen Verdunstung, nur 95 Gramm-Kalorien Eine Gramm-Kalorie erwarmt ca 3300 ccm Luft um 1° C Daraus ergiebt sich die hohe Bedeutung der Erwarmung des Bodens fur die Erwarmung der Luft, welche direkt durch die Sonnenstrahlung nur sehr wenig erwarmt wird

Die Zu- und Abnahme der Bodenwarme in den der taglichen Erwarmung unterliegenden oberen Schichten von 0 bis zu 75 cm Tiefe ergiebt sich aus folgenden von Homén erhaltenen Beobachtungsergebnissen

Warmeabgabe und Warmeaufnahme des Bodens in Gramm-Kalorien pro Quadratcentimeter (Mittel fur 12 und 15 August)

	Mittn /2	2/4	4/6	6/8	8/10	10/Mittg	Mitt /2	2/4	4/6	6/8	8/10	10/Mittn
Granitfelsen	—28*	—27	—20	—1	26	**43**	37	26	4	—15	—21	—25
Sandheide	—11	—16*	—4	11	13	**26**	11	2	—5	—12	—12	—15
Moorwiese	—7	—8*	—3	7	9	**11**	7	4	—2	—5	—6	—7

Die rascheste Zunahme der Bodenwärme erfolgt von 10h bis Mittag. Im Felsboden ist der tägliche Wärmeumsatz am grössten, in der (feuchten) Moorwiese am kleinsten[1]. Die tägliche Wärmeaufnahme im Sommer (in Finland 60° nördl. Br.) beträgt im Felsboden 132 Kalorien, in der Sandheide 60—100, im Mooracker 30—50, in bewaldeter Heide und Moor nur 12—20 Kalorien (die Reduktion auf Quadratmeter und Kilogramm-Kalorien ergiebt das Zehnfache). In den Nächten gab der Boden wieder ungefähr ebensoviel Wärme ab, als er bei Tage empfing[2].

II. Der gleichzeitige Gang der Temperatur an der äusseren Erdoberfläche und in den untersten Luftschichten.

Als Beispiel dafür mögen die Beobachtungsergebnisse zu Tiflis (1895) in den extremen Jahreszeiten dienen. Der tägliche Wärmegang am Erdboden und in der Luft 1.3 m darüber, aus stündlichen Aufzeichnungen abgeleitet, ist aus beistehender Fig. 5 zu ersehen. Von den Zahlenwerten sollen nur jene für die ungeraden Stunden hier Platz finden[3]:

Täglicher Gang der Temperatur an der Bodenoberfläche und in der Luft

Zeit	1	3	5	7	9	11	1	3	5	7	9	11	Mittel
Tiflis, 41° 43′ nördl. Br. 410 m. Thermometer 3 m über Boden													
Winter (Dezember bis Februar)													
Boden	0.2	—0.2	—0.5	—0.8*	3.0	10.3	**13.2**	10.9	4.3	1.9	1.2	0.6	3.7
Luft	1.5	1.1	0.8	0.5*	2.0	4.6	6.6	**7.3**	5.6	3.8	2.7	2.1	3.2
Boden — Luft													
Diff.	—1.3	—1.3	—1.3	—1.3	1.0	5.7	**6.6**	3.6	—1.3	—1.9*	—1.5	—1.5	0.5
Sommer (Juni bis August)													
Boden	19.2	18.1	17.6*	23.1	34.7	45.1	**49.0**	45.4	35.8	26.1	22.3	20.5	29.7
Luft	18.9	18.0	17.5*	19.4	22.4	24.8	26.3	**26.9**	26.3	23.8	21.5	20.1	22.1
Boden — Luft													
Diff.	0.3	0.1*	0.1	3.7	12.3	20.3	**22.7**	18.5	9.5	2.3	0.8	0.4	7.6
Irkutsk, 52° 16′ nördl. Br. 478 m. Thermometer 3.3 m													
Boden — Luft (Sommer 1896)													
Diff.	—0.7	—0.6	0.5	4.2	9.0	11.8	**12.4**	6.3	2.6	—1.6	—2.1	—1.1	3.1
Katharinenburg, 56° 50′ nördl. Br. 283 m. Thermometer 3.7 m													
Boden — Luft (Mai bis August 1888)													
Diff.	—0.3	—0.3	—0.5	2.0	6.5	8.4	**8.7**	7.4	4.3	1.5	—0.1	—0.3	3.1

Diese kleine Tabelle lehrt:

Im Winter hält sich die Bodentemperatur (in mittleren und höheren Breiten) den grösseren Teil des Tages unter der Lufttemperatur, am grössten scheint diese negative Differenz nach Sonnen-

[1]) Als Gleichungen für den täglichen Wärmeumsatz im Boden fand ich (x = 0 für Mittn./2 h):

Granitfels 32.0 sin (282.5 + x) + 8.8 sin (131.6 + 2x)

Sandheide 17.0 sin (302.8 + x) + 5.0 sin (172.3 + 2x)

Moorwiese 9.2 sin (299.4 + x) + 0.7 sin (110.1 + 2x)

Charakteristisch sind die Amplituden, die Phasenzeiten sind ziemlich dieselben, nur im Granitfels ist der Eintritt der Extreme um etwas mehr als eine Stunde verspätet.

[2]) An dem völlig heiteren 7. September nahm die Sandhaide 960 Kilogramm-Kalorien pro Quadratmeter auf, die Moorwiese 472. Th. Homén, Bodenphysikalische und meteorologische Beobachtungen. Berlin 1894.

[3]) In den Annalen des russischen Central-Observatoriums findet man die stündlichen Temperaturen für den natürlichen und für kahlen Boden. Die Unterschiede sind sehr geringfügig, die Extreme treten zu den gleichen Zeiten ein.

Die mittleren Monatsextreme der Temperatur waren:

	Tiflis (1895)				Irkutsk (1896)		Pawlowsk (1888)	
	Winter		Sommer		Sommer		Sommer	
	Maximum	Minimum	Maximum	Minimum	Maximum	Minimum	Maximum	Minimum
Bodenoberfläche	26.9	—7.4	62.2	11.4	49.2	—0.4	48.4	4.3
Lufttemperatur	13.8	—6.1	32.7	13.3	32.5	2.2	23.9	6.9
Differenz	13.1	—1.3	29.5	—1.9	16.7	—2.6	24.5	—2.6

Also dieselbe Erscheinung wie im mittleren täglichen Gange, die Temperaturmaxima des Bodens sind viel höher, die Minima etwas tiefer.

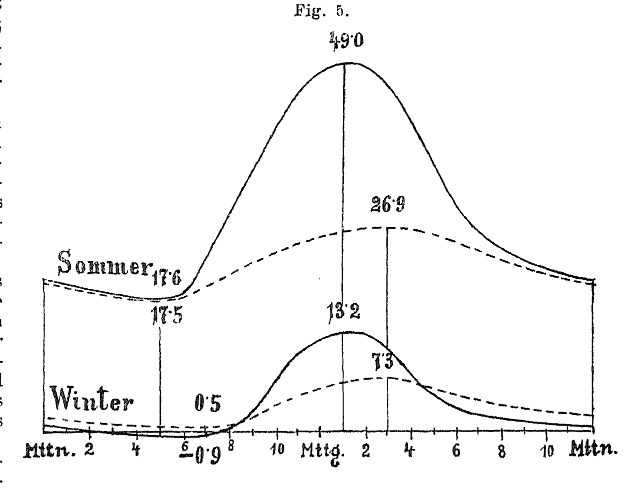
untergang zu sein, gegen Sonnenaufgang nähern sich Luft und Bodentemperatur wieder. Die negativen Differenzen bei Nacht sind gering, die positiven bei Tage vielmal grösser. Am grössten ist der Wärmeüberschuss des Bodens um 1 h mittags.

Im Sommer ist der Boden viel wärmer als die Luft, der grösste Wärmeüberschuss um 1 h mittags ist (zu Tiflis) $3^1/_2$ mal grösser als jener im Winter. Die Erkaltung des Bodens bei Nacht ist jetzt nicht so stark, so dass örtlich der Boden die ganze Nacht wärmer bleiben kann als die Luft; die Beobachtungen zu Irkutsk und Katharinenburg zeigen das normale Verhältnis (Nachts kälterer Boden gegen Luft).[1]

Das Temperatur-Minimum tritt Winter und Sommer in den unteren Luftschichten und am Erdboden gleichzeitig ein, das Maximum aber in der Luft um $1^1/_2$ bis 2 Stunden später, als an der Erdoberfläche (auch in Irkutsk, Katharinenburg und Pawlowsk).

Der Temperaturüberschuss des Bodens gegen die überlagernde Luft ist um 1 h mittags zu allen Jahreszeiten ein sehr grosser. Der Boden kann sich in wärmeren Klimaten im Sommer auf 70—80°, und selbst noch in höheren Breiten bis gegen 60° erwärmen, also um 30 bis 40° über die Lufttemperatur.

Fig. 5.



Gang der Temperatur zu Tiflis.

Im Walde (und in geringerem Masse auch unter einer Rasendecke) ist die tägliche Wärmeaufnahme und -Abgabe der obersten Bodenschicht natürlich eine geringere, namentlich im Sommer. So gaben z. B. zweistündige Beobachtungen vom 15. bis 30. Juni:

Temperatur	4 h a	2 h p	Tagesmittel	4 h a	2 h p	Tagesmittel
	der Luft			der Bodenoberfläche		
Freiland	12.5	22.6	17.8	15.1	26.4	20 1
Waldstation	13.0	21.7	17.5	14.3	20.8	17.3

Die mittlere Temperatur (15. bis 30. Juni) in 0.6 m war: Freiland 15.8, Wald 13.2; in 1.2 m: Freiland 13.8, Wald 11.1°.[2])

Einfluss der Pflanzendecken auf die Wärmeabgabe an die Luft. Wärmereflexion. Eine grosse Lücke in unseren Kenntnissen über die Wärmeökonomie unserer Erde bildet die quantitativ noch unklare Rolle, welche der mit Pflanzen, namentlich der mit Wäldern bedeckte Boden unter dem Einfluss der Sonnenstrahlung bei der Erwärmung der unteren Luftschichten spielt. Die Blätter erwärmen sich wohl auch, aber (die immergrüne und Steppenvegetation vielleicht ausgenommen) doch nur wenig durch die Sonnenstrahlung. Genügender Beweis dafür dürfte schon die Thatsache sein, dass waldbedeckte Gegenden nie so warm werden und so viel Wärme an die Luft abgeben, wie nackter Boden. Die Verdunstung schützt das Blatt vor zu grosser Erwärmung.[3]) Die Blätter reflektieren einen erheblichen Teil des Sonnenlichtes und damit auch der Sonnenwärme. Diese reflektierte Wärme wird aber

---

[1]) J. Berthold in Schneeberg im Erzgebirge hat einige Jahre hindurch das Temperaturminimum in der Luft, 2.4 m über dem Boden und auf dem Erdboden selbst (Minimum-Thermometer auf einem kurz gehaltenen Rasen) abgelesen, die Mittelwerte sind. Das Erdbodenminimum war tiefer als das Minimum der Lufttemperatur um: Winter 1.6°, Frühjahr 1.7, Sommer 0.7, Herbst 1.8. (Bei Bewölkung kleiner als 8, also ganz trübe Tage ausgeschlossen.) Met. Z. 1888. S. 368. 1890. S. 473.

[2]) Müttrich, Beobachtungen der Erdbodentemperatur. Berlin 1880.

[3]) Dass Blätter die Strahlung sehr stark absorbieren, hat A. G. Mayer nachgewiesen. Americ. Journ. of Science. III. Ser. Vol. XLV. 340. S. a. Met. Z. 1893. S. 319.

von der Luft doch nur wenig absorbiert und geht für die Atmosphäre zumeist verloren. Wie weit die von H. Hartl bei trigonometrischen Messungen auch oberhalb Waldland beobachtete lebhafte Vibration der Luft im Sonnenschein von der Erwärmung der Blätter abhängt, bleibt mir unklar [1]). Es können auch die über Vegetationsdecken aufsteigenden feuchten Luftfäden, die ja specifisch leichter als die Luft sind, diese Erscheinung bedingen. Eine erhebliche Erwärmung der Luft durch das von den Blättern reflektierte Sonnenlicht kann wohl nicht die Ursache sein. Wohl aber kann diese Strahlung den Boden erwärmen, wenn die Reflexion nach abwärts gerichtet ist [2]).

III. Die täglichen Temperaturänderungen in den unteren Luftschichten über dem festen Erdboden als Folge ihres Wärmeaustausches mit demselben.

Wir können uns jetzt darüber Rechenschaft geben, wie der tägliche Wärmegang in den unteren Luftschichten zu stande kommt.

Vorgang bei Tage. Die dem Boden auflagernde Luft wird tagsüber durch Berührung mit demselben, also durch Wärmeleitung (nur sehr wenig durch Wärmestrahlung, es sei denn, dass die Luft viel Staubkörperchen enthält) andauernd stark erwärmt. Sowie infolge dessen die Wärmeabnahme mit der Höhe etwa 0.03° pro Meter überschreitet, werden diese untersten Schichten specifisch leichter als die oberen und steigen in die Höhe, wofür andere zum Boden herabsinken und gleichfalls erwärmt werden. Es stellt sich derart ein fortwährendes Aufsteigen und Niedersinken von Luftteilchen über dem erwärmten Boden ein, durch welches die Erwärmung vom Boden aus in immer höhere Schichten fortgepflanzt wird. Die aufsteigenden Luftteilchen (d. i. kleinere Luftvolumen) bringen aber nicht alle ihre Wärme mit in die Höhe, sie verlieren selbe zum Teil schon durch Mischung mit den kühleren niedersinkenden, ausserdem aber kühlen sie sich im Verhältnis von fast 0.01° pro Meter Emporsteigen ab infolge ihrer Ausdehnung (Volumvergrösserung bei abnehmendem Luftdruck). Die Höhe, bis zu welcher die am Boden erwärmte Luft aufsteigen kann, hängt deshalb von ihrem Temperaturüberschuss gegen die umgebende Luft ab, beträgt derselbe am Erdboden z. B. 10°, so könnte die Luft bis zu 1000 m emporsteigen, wenn die Wärmeabnahme bis zu dieser Höhe hinauf etwas rascher ist als 1° pro 100 m, denn dann kommt sie überall etwas wärmer an, und ihr Auftrieb hält bis dahin an [3]).

Vorgang in der Nacht. Wenn aber gegen Sonnenuntergang hin die Wärmeausstrahlung des Bodens grösser wird als die Insolation, so beginnt der Boden sich abzukühlen, und es hört die Erwärmung der Luft über demselben und damit deren Emporsteigen auf. Der Luftaustausch zwischen den höheren und tieferen Schichten findet ein Ende, es tritt Ruhe ein.

Die starke Wärmestrahlung des Bodens, namentlich bei heiterem Nachthimmel, bewirkt, dass derselbe bald kälter wird, als die überlagernden Luftschichten. Dieselben geben nun ihrerseits an den Boden Wärme ab, sowohl durch Leitung als durch Wärmestrahlung. Aber nur die dem Boden nächsten Luftschichten

---

[1]) H. Hartl, Über die von der Erdoberfläche reflektierte Sonnenstrahlung. Met. Z. XXVII. 1892. S. 138.

[2]) Die Beobachtungen von Breitenlohner sprechen dafür, können aber auch anders erklärt werden. Met. Z. XXVIII. 1893. S. 197.

[3]) Die Begründung dieser Aufstellungen kann erst später gegeben werden. Siehe den mathematisch-physikalischen Anhang.

können durch **Leitung** erheblich erkalten, denn die Wärmeleitung braucht viel Zeit, die Erkaltung der Hauptmasse der Luft erfolgt durch **Wärmestrahlung** gegen den Erdboden und nach oben gegen den Himmel. Aus den Beobachtungen des nächtlichen Wärmeganges ergiebt sich aber, dass die Wärmestrahlung gegen den Erdboden dabei die Hauptrolle spielt.[1])

Da die Luft nur eine sehr kleine specifische Wärme hat, so kann ihre Temperatur durch Strahlung erheblich sinken, ohne dass der Boden sich durch letztere merklich erwärmt, nur die Mächtigkeit der wärmeausstrahlenden Luftschicht ersetzt dies zum Teil. Es besteht nun ausserdem ein ausserordentlich wichtiger Unterschied zwischen dem Vorgange der Erwärmung der Luft bei Tage, und jenem ihrer Erkaltung bei Nacht. Ersterer erstreckt sich vermöge der durch selben ausgelösten aufsteigenden Luftbewegungen in relativ grosse Höhen hinauf, letzterer löst (wenigstens über horizontalen Flächen) keine merklichen Bewegungen aus, die erkalteten Luftschichten bleiben ruhig horizontal gelagert. Der nächtlichen Erkaltung durch Wärmestrahlung gegen den Boden unterliegen daher fast nur die untersten Schichten, die Erkaltung ist hier am stärksten und nimmt nach oben rasch ab, wenn sie auch in höheren Schichten nicht völlig aufhört.

Dies ist für den Erwärmungsvorgang der Atmosphäre überhaupt von grösster Bedeutung. Es bleibt derart nach jedem sonnigen ruhigen Tage ein Wärmerest in den höheren Luftschichten, der am nächsten Tage wieder einen Zuschuss erhält, der allerdings höher hinauf immer kleiner wird, aber doch bei sonniger ruhiger Witterung die Erwärmung vom Boden her in immer höhere Schichten vordringen lässt. Dazu kommt noch die direkte Wirkung der Sonnenstrahlung. Die Erwärmung durch die Konvektionsströmungen bei Tage dringt bis zu relativ grossen Höhen vor, die Abkühlung durch die nächtliche Wärmeausstrahlung beschränkt sich zumeist auf die unteren, dem Erdboden nahen Luftschichten.

Wenn diese Darstellung der Vorgänge bei der täglichen Erwärmung und Abkühlung der Atmosphäre vom Boden her richtig ist, dann müssen wir erwarten:

1. Dass die Eintrittszeiten der Extreme im täglichen Wärmegange sich nach oben etwas verzögern, namentlich der Eintritt des täglichen Temperaturmaximums.

2. Dass die Amplituden der täglichen Temperaturvariation (der Unterschied zwischen den täglichen Wärmeextremen) nach oben hin abnehmen, und zwar anfangs rasch, in etwas grösseren Höhen langsamer.

3. Dass die nächtliche Temperaturschichtung in vertikaler Richtung derart ist, dass die untersten Schichten die kältesten sind und dass die Temperatur bei Nacht bis zu gewissen Höhen zunimmt, und zwar im Winter wie im Sommer.

4. Dass die vertikale Temperaturschichtung in der wärmeren Jahreszeit bei Tage in den unteren Schichten 1^0 für 100 m erreicht oder überschreitet.

Alle diese Folgerungen werden nun in der That durch die Beobachtungen bestätigt. Die wichtigsten Aufschlüsse über den täglichen Erwärmungsvorgang der unteren Luftschichten haben die Beobachtungen auf dem Eiffelturm in Paris ge-

---

[1]) Die Ursache, dass die Wärmeleitung bei der nächtlichen Erkaltung der Luft nur für die untersten Schichten wirklich in Betracht zu ziehen ist, darf nicht „dem schlechten Wärmeleitungsvermögen" der Luft zugeschrieben werden, denn dasselbe ist nahe gleich dem des Eisens, das doch nicht als schlechter Wärmeleiter gilt. Aber selbst im Eisen würde sich eine tägliche Wärmeperiode nur etwa bis zu einer Tiefe von 4—5 m fortpflanzen. Damit übereinstimmend findet **Maurer**, dass die Wärmeleitung nur für die Luftschichten bis zu ca. 3 m über dem Boden in Betracht kommt. Die höheren Schichten können ihre Wärme nur durch Strahlung gegen den Erdboden abgeben. Die Strahlung der Luft gegen den Himmel kann nur unbedeutend sein, weil die Luft ihre eigene Strahlung ziemlich vollständig absorbiert.

liefert Dieselben sind geradezu epochemachend geworden fur alle Untersuchungen uber die Vorgange in den unteren Luftschichten [1])

Ausserdem liegen noch einjahrige stundliche Temperaturbeobachtungen (an Termintagen bloss) zu Allahabad vor, sowie die wertvollen Registrierungen zu Strassburg an der Universitat und auf dem Munsterturm [2])

Uber die Verspatung der Eintrittszeiten der taglichen Warmeextreme mit zunehmender Hohe uber dem Erdboden und die gleichzeitige Abnahme der Grosse der taglichen Temperaturschwankung liefern diese Beobachtungen folgende Ergebnisse

Mittlerer taglicher Warmegang in verschiedenen Hohen uber dem Erdboden

I Paris Eiffelturm

Hohe in Meter	2	123	197	302	2	123	197	302
	Temperatur				Eintrittszeiten			
Winter								
Maximum	5.0	4.2	3.6	2.8	2h p	3h p	3½ p	2½ p
Minimum	0.8	1.3	1.3	1.2	6½ a	7½	7½	7½
Differenz	4.2	2.9	2.3	1.6	—	—	—	—
Aquinoctien								
Maximum	17.6	16.1	15.5	14.9	2h p	3h	3¼ h	3h
Minimum	8.1	9.4	9.5	9.8	5h a	5½	5¾	6h
Differenz	9.5	6.7	6.0	5.1	—	—	—	—
Sommer								
Maximum	21.7	20.1	19.4	18.5	2h	3½h	3¼	3½
Minimum	12.6	13.7	13.7	13.5	4½	4½	5½	4½
Differenz	9.1	6.4	5.7	5.0	—	—	—	—

II Allahabad (Jahr)

Hohe in Meter	1.5	14	32	51	1.5	14	32	51
	Temperatur				Eintrittszeiten			
Maximum	31.6	31.1	30.5	30.1	2h40	2h38	2h50	3h0
Minimum	20.0	20.6	21.2	21.6	5h36	5h45	6h5	6h3
Differenz	11.6	10.5	9.3	8,5	—	—	—	—

III Strassburg Universitat und Munsterturm

Hohe in Meter	6	136	6	136	6	136
	Winter		Aquinoctien		Sommer	
Maximum	0.7	0.0	17.9	16.8	22.1	20.4
Minimum	—2.5	—2.2	8.5	9.9	13.2	14.1
Differenz	3.2	2.2	9.4	6.9	8.9	6.3

Das tagliche Maximum tritt, zu Strassburg, unten im Winter um 2h, sonst um 3h p ein, oben stets erst um 4h, Verspatung 1—2 Stunden, ahnlich verhalt es sich mit den Eintrittszeiten der taglichen Maxima Siehe Fig 6

Wir finden demnach uberall Rasche Abnahme der taglichen Temperaturamplitude mit der Entfernung vom Erdboden, namentlich in den untersten Schichten, zugleich damit eine Verspatung in den Eintrittszeiten der tiefsten und der hochsten Temperatur um 1—2 Stunden

Die tagliche Warmewelle pflanzt sich also von unten nach oben fort mit abnehmenden Amplituden und Verspatung der Extreme, ganz in Analogie mit deren Eindringen in den festen Erdboden Aber die Art der Fortpflanzung der Warmewelle ist in beiden Fallen radikal verschieden, in der Erde beruht dieselbe (fast) nur auf Warmeleitung, in der Luft sind dabei die Konvektionsstromungen und die Warmestrahlung thatig, die Leitung spielt (fast) keine Rolle Dementsprechend ist auch die Erstreckung der Fortpflanzung des Warmeimpulses dort bloss 1 m, hier im Sommer uber 1000 m

An den Eiffelturmstationen kann man das Fortschreiten der taglichen Warmewelle sehr schon beobachten Im Dezember und Januar tritt die Temperatur von 2° am Boden um 10h 15m ein,

[1]) A Angot Resume des Obs Met faites au Bureau Central et a la tour Eiffel 1890/94. Annales du B C Annee 1894 T I

[2]) Hill, On temp and humidity Observ at Allahabad at various heights above the ground Ind Met Memoirs Vol IV Nr IX S 361 — Hergesell, Ergebnisse meteorolog Beobachtungen in Elsass-Lothringen 1892—1896, von mir berechnet, und Hergesell, Temp d freien Atmosphare Geogr Mitt 1900 S 97

und schreitet dann aufwärts fort, sie ist um 10 h 40 m in 100 m, um Mittag in 200 m, um 2 h nachmittags in 300 m, etwas später in 312 m angekommen, wo sie die grösste Entfernung vom Boden erreicht hat; um 3 h 25 m finden wir sie wieder in 300 m, um 7½ h p in 200 m und um 8 h 45 m in 100 m; unten am Boden ist aber inzwischen infolge der Abkühlung desselben die Temperatur schon um 6½ h auf 2° gesunken, und schon bald nach 4 h sind die unteren Luftschichten kälter geworden als die oberen, und bleiben es bis nach 10 h vormittags. Das Minimum tritt unten um 7 h 25 m, in 100 m um 7 h 45 m, und darüber um 7 h 55 m ein; das Maximum unten um 1 h 50, in 100 m um 2 h 30, in 200 m um 2 h 40 und in 300 m in 2 h 30 m.

Im August und September tritt das Minimum am Boden um 5 h morgens ein, in 100 m um 5 h 45 und in 300 m um 5 h 55 m, das Maximum am Boden um 2 h, in 100 m um 3 h 10 m, in 200 m um 3 h 25, in 300 m, wie es scheint, schon um 3 h. Die Temperatur von 18° tritt am Boden um 9½ morgens ein, in 100 m um 10 h 45, in 200 m um 12 h 20 m, in 300 m um 2 h 15 m und erreicht um 3 h etwa 320 m, worauf sie wieder den Rückweg einschlägt. Die Temperatur von 19° erreicht nur die Höhe von 200 m, die Temperatur von 20° bloss 100 m, während wir am Boden von 1 h bis gegen 3 h 20.8° antreffen. Die Temperaturphase von 18° legt in der Stunde nicht ganz 60 m nach aufwärts zurück.

Fig. 6.

I: Täglicher Gang der Temperatur im Jahresmittel, am Erdboden und auf der Spitze des Strassburger Münster

II: Täglicher Gang der Temperatur im Winter, am Erdboden und auf der Spitze des Eiffelthurms.

III: Täglicher Gang der Temperatur im Sommer, am Erdboden und auf der Spitze des Eiffelthurms.

(Nach H. Hergesell in Pet. Geogr. Mitt. 1900. V.)

Angot schliesst, dass im Winter in einer Höhe von rund 750 m, im Sommer in 1150 m, im Jahresmittel in 900 m über dem Erdboden die tägliche Temperaturänderung auf ein Zehntel ihres Betrages am Boden herabgesunken sein, also in diesen Höhen nur mehr 0·3° bis 0·9° betragen dürfte.[1])

[1]) Bezeichnen wir mit A_0 die tägliche Amplitude am Erdboden, mit A_h jene in der Höhe h darüber, so kann man setzen: $\log A_h = \log A_0 - b h$; b ist dann zu Paris von November bis Februar 0.00132, um die Äquinoctien 0.00110, von Mai bis August 0.00088 (h in Metern). Zu Strassburg dürfte das gleiche gelten. Zu Allahabad ist für die untersten Luftschichten b = 0.003, die Abnahme der Amplituden also sehr rasch bis zu 50 m über dem Boden. Die Drachenbeobachtungen auf dem Blue Hill würden ergeben (bis 1000 m) b = 0.0016. A. Berson, Wissenschaftliche Luftfahrten. III. S. 120, stellt die aus (bemannten) Ballonfahrten abgeleitete Abnahme der täglichen Amplituden nach oben durch folgende Formel dar: $\log A_h = \log A_0 - \frac{h}{2300}$ oder b = 0.000434. Eine Amplitude von 10° am Boden würde hiernach in 4600 m Höhe auf 0.1° herabsinken.

Die Folgerung aus den stündlichen Beobachtungen an den Eiffelturmstationen, dass in Höhen von 1000 m über der Erdoberfläche in der freien Atmosphäre die mittlere tägliche Wärmeschwankung schon sehr geringfügig geworden sein muss, wird durch die Beobachtungen mittelst Fesselballon oder Drachen vollkommen bestätigt. Ein heisser Junitag (7. Juni 1898) zeigte in 800 m über Strassburg eine nächtliche Abkühlung von 0.7°, während sie am Erdboden 4.6° betrug. Die Experimente mit Registrierthermometern an Drachen zu Blue Hill (bei Boston) lieferten im Mittel folgende Ergebnisse:

Mittlere tägliche Temperaturschwankung

Ort	Thalstation	Basis des Blue Hill	Blue Hill Gipfel	Drache 25 Beobacht.	Drache 13 Beobacht.
Höhe	0	50	180	500	1000 m
Amplitude	11.6°	9.9°	9.3°	2.4°	0.17° C

In 1000 m ist hier die tägliche Wärmeschwankung nahe auf $^{1}/_{100}$ jener am Erdboden herabgesunken. Die tägliche Luftdruckschwankung auf Berggipfeln, welche (in unserem Klima) der Hauptsache nach von der täglichen Temperaturschwankung in der unterliegenden Luftschicht bedingt ist, führt zu ähnlichen Schlüssen [1]).

IV. Die täglichen Temperaturänderungen in der flüssigen Erdoberfläche.

Der tägliche Wärmegang an der Oberfläche grösserer Wassermassen, welche eine beträchtliche Tiefe (mindestens über 5 m) besitzen, unterscheidet sich sehr wesentlich von jenem in der festen Erdoberfläche. Die täglichen Wärmeänderungen sind viel kleiner, ja geringfügig, und die Eintrittszeiten der Extreme sind zumeist verspätet gegen den höchsten Sonnenstand und auch gegen die Extreme der Lufttemperatur.

Die Ursachen des verschiedenen Wärmeganges im festen Erdreich und im Wasser sind: 1. die grössere specifische Wärme des Wassers (ca. doppelt so gross als jene der festen Erdoberfläche), 2. die Diathermansie des Wassers gegen die Strahlung der Sonne, und 3. die Möglichkeit von Konvektionsströmungen, welche dann eintreten, wenn die Oberfläche erkaltet, oder wenn aus einem anderen Grunde (im Salzwasser Verdunstung und dadurch Konzentrierung des Salzgehaltes) die oberen Schichten specifisch schwerer werden. Dazu kommen noch gelegentliche Störungen der vertikalen Temperaturschichtung infolge einer Mischung der Schichten durch den Wind.

Die Diathermansie des Wassers hat zur Folge, dass die Sonnenstrahlung nicht bloss die Oberfläche erwärmt, sondern auch den tieferen Schichten zu gute kommt, die obersten Wasserschichten werden bei weitem nicht so stark erwärmt, wie die feste Erdoberfläche, die tieferen Schichten aber viel stärker, als die entsprechenden des Bodens. Während im Erdboden die tägliche Temperaturvariation schon bei 1 m Tiefe völlig erloschen ist, reicht sie im Wasser mindestens bis zu 5 m Tiefe [2]).

[1]) Ich berechnete auf diesem Wege folgende mittlere Tagesschwankungen der Temperatur im Sommer: Luftschicht München-Peissenberg, mittlere Höhe 240 m, Amplitude 3.3°, München-Wendelstein 630 m, Amplitude 2.2°, Peissenberg-Wendelstein 840 m, 1.7°, Schafberg-Sonnblick 2000 m, 1.4°, Säntis-Montblanc 3200 m, 1.0°. Wie weit diese Rechnungsergebnisse für grosse Höhen noch von der höheren Erwärmung der Luft in Bergländern beeinflusst, und in wie weit sie überhaupt beweiskräftig sind, ist vor der Hand unentschieden. In den geringeren Höhen stimmen sie gut.

[2]) Je reiner das Wasser, desto tiefer dringt die Sonnenstrahlung ein, ist es trüb, so werden die oberen Schichten stärker erwärmt.

Die Erwärmung des Wassers erfolgt im allgemeinen fast nur durch die Sonnenstrahlung. Ein erheblicher Teil der zugestrahlten Wärmemenge wird aber zur Verdunstung des Wassers verwendet und kann deshalb keine Temperaturerhöhung bewirken. Nehmen wir eine tägliche Verdunstung von 5 mm an (für einen warmen Sommertag in mittleren Breiten), so wären hierzu pro Quadratcentimeter 300 Gramm-Kalorien nötig, d. i. fast die Hälfte der an ganz heiteren Sommertagen diesen Breiten zugestrahlten Sonnenwärme. Der Rest kann dann noch eine Wasserschicht von 3 bis 4 m Tiefe um 1⁰ erwärmen. Aber auch auf den Wärmeverlust durch Reflexion (Spiegelung) wäre Rücksicht zu nehmen. In sehr salzreichem Wasser in trockenen Klimaten wird durch die Verdampfung an der Oberfläche das Wasser salzreicher und deshalb specifisch schwerer, so dass selbst wärmeres Wasser untersinken und den tieferen Schichten Wärme zuführen kann.

Dass in heiteren Nächten das Wasser durch Wärmeausstrahlung erkaltet, ist nicht zu bezweifeln, Messungen über die Wärmeausstrahlung des Wassers liegen nicht vor. Da gleichzeitig stets auch Verdunstung stattfindet, wird der Vorgang der nächtlichen Erkaltung kompliziert.

Die Wärmeleitung spielt bei der Ausgleichung der Tempreaturunterschiede im Wasser eine ganz untergeordnete Rolle, da der Wärmeleitungskoëffizient des Wassers sehr klein ist.[1])

Über den täglichen Wärmegang an den Wasseroberflächen liegen leider nur sehr wenige Messungen vor, noch weniger solche in einiger Tiefe, aus denen man die tägliche Wärmeeinnahme und Wärmeabgabe in den Seen oder in den Meeren beurteilen könnte.

1. Der tägliche Wärmegang in Binnenseen. Forel giebt an, dass nach einer Reihe stündlicher Temperaturbeobachtungen im Juli die Temperatur an der Oberfläche des Genfer Sees entfernt vom Ufer sich zwischen 7 h morgens und 6 h abends im Mittel nur um 1·5⁰ ändert.

E. Richter hat im Millstädter See (580 m) und im Wörther See (439 m) in Kärnten die tägliche Temperaturvariation an der Oberfläche gefunden: Mitte Juli bis Mitte August zu 1·8⁰, dann bis Mitte September zu 1·3⁰; an den heissesten Tagen bloss 5·5⁰ und 6·0⁰. In 4 m Tiefe brachten die heissesten Tage bloss eine Temperaturänderung von 0·6⁰ bis 0·8⁰, im allgemeinen ist hier die tägliche Variation schon ziemlich unmerklich. Um 7 ʰa m war die Temperatur in 4 m und an der Oberfläche (Juli, August) die gleiche. An dem heissesten Augusttage war im Wörther See die Änderung der Temperatur der Wasserschicht von der Oberfläche bis zu 4 m Tiefe ca. 2·2⁰ (entsprechend 800 Gramm-Kalorien). Die Temperatur der Wasseroberfläche war den weitaus grössten Teil des Tages hindurch höher als die Lufttemperatur.[2])

Die Temperaturmessungen, die K. Grissinger im Weissensee in Kärnten (926 m Seehöhe) bei sehr günstiger Witterung vorgenommen hat, ergaben eine wesentliche Verspätung des Temperaturmaximums unterhalb 4 m. Bei dem sehr klaren warmen Wetter (2. bis 5. September) liess sich ein Eindringen der Sonnenwärme bis gegen 12 m feststellen (wozu die grosse Seehöhe etwas beitragen mag). In dieser Tiefe lag auch die von Richter so genannte „Sprungschicht“, d. i. jene

[1]) Das Wärmeleitungsvermögen beträgt nur 0.00135 (Centimeter-Sekunde), ist demnach nahezu 200 mal kleiner als das Temperaturleitungsvermögen der Luft. Würde die Wärme im Wasser nur durch Leitung fortgepflanzt werden, wie dies im Erdboden der Fall ist, so würde die tägliche Periode kaum bis 40 cm, die jährliche nur wenig über 7 m Tiefe hinab merklich sein. Die Rechnung folgt später.

[2]) E. Richter, Seestudien. Wien 1897.

Schicht, wo die Temperatur plötzlich sich stark vermindert, weiter nach abwärts aber wieder langsamer sich ändert.[1])

Eine Reihe von Temperaturregistrierungen im Wolfgangsee, Oberösterreich, in 24, 86, 149, 274 und 524 cm Tiefe im Sommer 1899 durch F. Exner führte der schlechten Witterung wegen noch zu keinen definitiven Ergebnissen. Bemerkenswert ist, dass das Maximum der Temperatur in allen Tiefen zu gleicher Zeit eintrat, und dass die tägliche Schwankung nur sehr langsam mit der Tiefe abnahm.[2])

Temperaturmessungen im Hallstätter, die meist 6 h morgens und abends vorgenommen worden sind[3]), ergaben in der Oberflächenschicht von 1 m im Sommer eine durchschnittliche tägliche Temperaturvariation von ca. 2.3°.

Es ist mir gestattet, den Ergebnissen der Temperaturmessungen von Th. Homén im Lojosee im südwestlichen Finland, unter 60° Breite, die folgenden, den täglichen Wärmeumsatz in dem Wasserbecken eines Sees betreffenden Daten zu entnehmen.[4])

Neben den regelmässig fortgeführten Beobachtungen über die jährlichen Temperaturschwankungen sind auch solche über den täglichen Wärmeumsatz angestellt worden. Der Lojosee ist an der Stelle, wo die meisten Beobachtungen ausgeführt worden sind, 11 km lang, 2.5 km breit und 10 m tief. Die Eisdecke währt von Mitte oder Ende Dezember bis Ende April oder Anfang Mai. Nach dem Aufgehen des Eises steigt die Temperatur andauernd und nach etwa 10—15 Tagen hat die ganze Wassermasse die Temperatur von 4° erreicht. Die tägliche Wärmeeinnahme kann nach den Beobachtungen an warmen sonnigen Tagen 70—80 Kilogramm-Kalorien pro Quadratdecimeter erreichen. Von Anfang Juni bis Ende August ist die Wärmeeinnahme in der Regel grösser als die Wärmeabgabe in den kurzen Nächten. An gewöhnlichen schönen Sommertagen kann man die tägliche Wärmeeinnahme zu etwa 40—50 Kilogramm-Kalorien, die Wärmeabgabe zu 15—30 Kilogramm-Kalorien pro Quadrat

---

[1]) Peterm. Geogr. Mitt. 1892. Heft VII. Die tägliche Temperaturamplitude an der Oberfläche war 2.2°, in 4 m Tiefe kaum 0.4°. Die Mitteltemperaturen von vier Tagen in den verschiedenen Tiefen zu verschiedenen Tageszeiten sind:

Tiefe in m	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	25	50
8 h a. m.	19.1	18.6	18.4	18.0	16.7	12.0	8.6	7.0	6.1	5.6	**5.4**	**4.8**	4.1
Mittag	**21.3**	**19.2**	**18.7**	18.3	16.9	**12.3**	8.8	6.8	6.0	5.6	5.3	4.7	4.4
4 h p. m.	20.4	19.1	18.7	**18.4**	**17.1**	**12.5**	**9.0**	**7.2**	**6.3**	**5.8**	5.3	4.6	4.1

Diese Zahlen geben eine Vorstellung von der Temperaturschichtung in den Seen im Sommer. Natürlich können sie nicht im Detail als typisch und verlässlich betrachtet werden. — Die Ursache der „Sprungschicht" sind die Konvektionsströmungen. Die nächtlich erkalteten Schichten sinken bis zu jener Tiefe hinab, in welcher sie die gleiche Temperatur finden, dabei findet natürlich auch Mischung und Temperaturausgleich statt. So entsteht im Sommerhalbjahre in den oberflächlichen Schichten eine langsame Wärmeabnahme nach unten. Im Frühlinge liegt die Sprungschicht nahe der Oberfläche, sinkt dann immer tiefer hinab, bis sich im Spätherbst und Winter der Temperaturausgleich bis zum Boden hin erstreckt, worauf dann (unter 4° C.) die oberen Schichten die kältesten werden.

[2]) Im Mittel von 5 Tagen, welche noch das günstigste Wetter hatten, wird der tägliche Temperaturgang durch folgende Konstanten der ersten zwei Glieder einer harmonischen Reihe ausgedrückt.

Solche Reihen haben die Form

$$a_1 \sin (A_1 + x) + a_2 \sin (A_2 + 2x) + \text{etc.}$$

Näheres darüber findet man im Anhange. Die a entsprechen den Amplituden, die Winkelkonstanten A den Phasenzeiten der periodischen Erscheinung, x bezeichnet den veränderlichen Winkel, welcher hier für Mitternacht = 0° ist und im Laufe der Periode 360°, die ganze Peripherie, durchläuft. Will man Stundenwerte aus der Formel berechnen, so schreitet x um je 15° d. i. (360 : 24) fort und ist z. B. für 6 h morgens = 90° etc. (also 2x = 180°).

Tiefe	Luft	24	86	149	274	524 cm	
a_1	5.00	0.91	0.54	0.34	0.25	0.21°	Amplitude
a_2	1.82	0.50	0.25	0.19	0.11	0.11	"
A_1	223	224	225	(195)	(205)	224°	Phasenzeit
A_2	18	21	34	16	13	61	"

Der Winkel 224° entspricht dem Eintritt des Temperaturmaximums um 3 h nachmittags. Die Amplitude in 24 cm Tiefe ist ca. 1.82°, in 5 m Tiefe 0.4, was mit den vorhin angeführten Ergebnissen übereinstimmt. Sitzungsber. d. Wiener Akad. B. CIX. Juli 1900.

[3]) J. v. Lorenz-Liburnau, Der Hallstädter See, Wien 1898. K. k. geogr. Gesellsch.

[4]) Die Beobachtungen werden in den Acta Societatis Scientiarum Fennicae publiziert werden.

decimeter schatzen Nach kalterer Witterung und an nicht allzu ruhigen Tagen kann die Warmeeinnahme auf 60—70 Kilogramm-Kalorien steigen, an ganz ruhigen Tagen ist sie etwas kleiner Von Ende August oder Anfang September (in seichten Seen schon fruher) wird die tagliche Warmeabgabe grosser als die Einnahme und im Oktober verschwindet allmahlich die tagliche Temperaturschwankung, wahrend die tagliche Warmeabgabe wachst, so dass sie in kalten November- und Dezembertagen 80—100 Kilogramm-Kalorien pro Quadratdezimeter erreichen in extremen Fallen selbst uberschreiten kann Weniger tiefe Seen speichern im Sommer weniger Warme auf und frieren fruher zu [1])

Die Tiefe, bis zu welcher im Lojo-See im Sommer eine tagliche Temperaturschwankung uber 0 1° C sich einstellt, schatzt Th Homen auf 5—6 m an massig windigen und auf 3—5 m an ganz ruhigen Tagen [2])

Da die tagliche Warmeschwankung an der Oberflache der Seen in mittleren Breiten im Sommer durchschnittlich kaum 2—3° betragt, so muss die tagliche Variation der Lufttemperatur uber Seeflachen eine weit kleinere sein, als uber den Landflachen und die Erwarmung der Luft von unten ganz anders erfolgen, als sie vorhin fur das feste Land dargestellt worden ist Wegen der im See tagsuber aufgespeicherten Warme, die bei Nacht wieder zum Teil an die Luft abgegeben wird, ist die nachtliche Erkaltung der dem Wasser auflagernden Luft eine viel kleinere als uber dem Lande Erwarmung und Abkuhlung der Luft sind wesentlich vermindert Beobachtungen daruber fehlen Da die Luft uber nicht zu grossen Seebecken vom Lande her stetig zu- und wieder abfliesst, so kann die volle Einwirkung der taglichen Temperaturvariation der Wasserflachen auf die denselben auflagernden Luftschichten nur uber den Ozeanen untersucht werden

2 **Der tagliche Gang der Temperatur an der Oberflache der Meere und Ozeane** Auf offener See ist die tagliche Variation der Wassertemperatur an der Oberflache noch kleiner als in den Landseen

Nach den zweistundigen Messungen der Wassertemperatur wahrend der Challenger Expedition betrug die tagliche Variation [3])

Am Aquator kaum 0 4°, unter 30° Breite, im Nordatlantischen Ozean 0 44°, im Sudatlantischen Ozean (33° S) desgleichen, im nordlichen Grossen Ozean (37° N) kaum 0 6°, im sudlichen (36° S) 0 5°, in hoheren Breiten bloss 0 2° bis 0 1°

Nach den Beobachtungen von G Schott war die tagliche Amplitude der Wassertemperatur (an der Oberflache) innerhalb der Tropen [4]).

Bei frischer Brise bedeckt 0 4°, klar 0 7°, bei Windstille 0 9° und 1 6, im Mittel 0 9°

Die tagliche Variation der Lufttemperatur war 0 55° bei starkem Wind, 1 26°, wenn derselbe fehlt, an bewolkten Tagen 0 66°, an klaren 1 15°, also erheblich grosser als die der Wasseroberflache Uber 30° Breite war die tagliche Variation der Wassertemperatur nur 0 3° bis 0 4°

Über die Tiefe, bis zu welcher die tagliche Warmeschwankung in den Meeren

---

[1]) Im Ladogasee dagegen frieren die tiefsten Stellen (grosste Tiefe 230 m) in manchen Wintern uberhaupt gar nicht zu Andererseits erfolgt hier die Erwarmung im Sommer sehr langsam So stieg in zwei Monaten des letzten Sommers (1899) die Temperatur an der tiefsten Stelle von 1 2° an der Oberflache und 2 5° am Boden am 23 Mai, nur auf 3 9° an der Oberflache und 3 8° am Boden am 20 Juli, und auf resp 4 2° und 3 8° am 25 Juli Infolge der grossen Tiefe reprasentiert aber diese Temperaturerhohung eine Warmeaufnahme von 5764 Kilogramm-Kalorien pro Quadratdecimeter in 62 Tagen oder eine mittlere tagliche Warmeaufnahme von 93 Kilogramm-Kalorien Da die erste Halfte dieser Periode sehr kalt, die letzte aussergewohnlich warm war, so kann man die mittlere tägliche Warmeaufnahme im Juli weit uber 100 Kilogramm-Kalorien pro Quadratdecimeter schätzen, welche grosse Warmeaufnahme dadurch ermoglicht ist, dass die Oberflachentemperatur die ganze Zeit unter 4° C war

[2]) Briefliche Mitteilungen von Herrn Prof Th Homen in Helsingfors

[3]) Challenger Report Physics and Chemistry Vol II Part V

[4]) Gerhard Schott, Wissenschaftliche Ergebnisse einer Forschungsreise zur See Geogr Mitteilungen Erganzungsheft 109 Gotha 1893

eindringt, scheinen kaum Beobachtungen vorzuliegen Nach **Aimé** dringt selbe im Mittelmeere bis auf 16—18 m Tiefe ein[1]) (die jahrliche bis zu 3—400 m)

Das Wasser ist warmer als die Luft Auf den offenen tropischen Ozeanen (Atlantischen und Sudindischen) um 0.8°, in der Chinasee um 1.1°, aussertropisch im sudlichen Altlantischen Ozean nur 1.6° Der Sudatlantische Ozean von 10° bis zum Wendekreis war warmer als der Nordatlantische Der Temperaturuberschuss des Wassers betrug im Atlantischen Ozean unter 35° sudl Breite 1.4°, nordl Br 2.4° (ohne Golfstrom nur 1.3°) (G **Schott**)

Die Luft war nur um Mittag fur einige Stunden warmer als das Meer[2])

Den norwegischen Nordmeerexpeditionen verdankt man folgende Ergebnisse uber die Grosse der taglichen Temperaturvariation in Luft und Wasser im Sommer in hohen Breiten[3])

Tagliche Amplituden der Temperatur im europaischen Nordmeer

Ort	Island Norwegen	Norw Meer Warmer Strom	Jan Mayen Polar Strom	Barents-see	Advent-bay	Mittel
See	0.11	0.68	0.61	0.51	0.37	0.46°
Luft	0.87	0.91	1.74	1.00	1.25	1.15°

In der Umgebung der britischen Inseln ist nach **Dickson** die tagliche Variation in der Irischen See 0.44, sudlich von den britischen Inseln kaum 0.3° und nur 0.1° bis 0.2° in der Gegend der Orkneys und Shetlands Inseln Sie ist am grossten von April bis September, am kleinsten von November bis Februar Nach zweistundlichen Messungen an den schottischen Kusten tritt das Minimum der Temperatur um 6h morgens ein, das Maximum um 3—4h mittags[4])

Da die Ozeane zwei Drittel der Erdoberflache bedecken, so kann man sagen, dass auf dem weitaus grossten Teile der Erde die tagliche Warmeschwankung wenig uber einen halben Grad betragt Die grossen taglichen Temperaturamplituden auf den Festlandern spielen deshalb im gesamten Warmehaushalt der Erdoberflache nur eine untergeordnete Rolle

3 **Der gleichzeitige Gang der Wasser- und Lufttemperatur uber den Ozeanen** Man besitzt einige Beobachtungsreihen uber den Gang der Wasser- und Lufttemperatur auf den Ozeanen, welche namentlich fur die tagliche Periode der Luftwarme uber den Meeren von grossem Interesse sind

Fur die Aquatorialregion des Atlantischen Ozeans geben die Aufzeichnungen auf englischen Schiffen folgende Daten

Taglicher Gang der Temperatur auf dem Atlantischen Ozean
20—30° westl L und 0—10° nordl Br.

	Mittn	2	4	6	8	10	Mittag	2	4	6	8	10	Mittel
	Abweichungen vom Tagesmittel												
Wasser	—0.19	—0.28	—0.31*	—0.26	—0.08	0.15	0.33	**0.36**	0.27	0.12	0.00	—0.11	26.62
Luft	—0.43	—0.61	—0.70*	—0.54	—0.03	0.15	**0.81**	**0.81**	0.52	0.16	—0.17	—0.27	26.03
	Temperaturdifferenz Wasser — Luft												
	0.83	1.01	0.98	0.87	0.54	0.29	0.11	0.14	0.34	0.55	0.76	0.75	0.59

Das Wasser scheint nach diesen Beobachtungen am Aquator den ganzen Tag uber warmer zu bleiben als die Luft Die Extreme der Lufttemperatur treten etwas verspatet ein gegen jene der Temperatur des Wassers[5]) Die tagliche Amplitude betragt Wasser 0.7°, Luft 1.5°

---

[1]) Ann de Chem et Phys Ser 3 15 1845

[2]) Nebelbildung auf den Ozeanen daher nur über kalten Stromen und der Nebel reicht meist nur bis zur Mastspitze

[3]) The Norwegian North Atlantic Expedition 1876/78 Meteorology by H **Mohn** Christiania 1883

[4]) **Buchan**, Temp of the Sea Journ Scott Met Soc Vol I und H N **Dickson**, Mean temp of the surface waters etc Quart-Journ R Met Soc Vol XXV 1899 S 290, Tabelle S 294

[5]) Von mir berechnet nach Monthly Charts of Met Data Square 3 App Diurnal Range of Atmosph Pressure, Air and Sea temperatures Die Gleichungen des täglichen Ganges sind

Wasser $26.62 + 0.32 \sin(233.4 + x) + 0.07 \sin(80.0 + 2x)$

Luft $26.03 + 0.71 \sin(240.6 + x) + 0.34 \sin(86.8 + 2x)$

Die zweistündlichen Beobachtungen der Luft und Wassertemperatur an Bord des **Challenger** ergaben ziemlich gleiche Resultate. Am Äquator betrug die tägliche Änderung der Lufttemperatur 1·2° bis 1·4° und war ca. doppelt so gross als die der Wassertemperatur.

Im Nordatlantischen Ozean unter 30° N. war die tägliche Variation der Luftwärme kaum 1·8°, im Südatlantischen (36° S.) 1·4°, im nördlichen Pacific (37° N.) 1·7°, im südlichen (36° S.) 2·2°, in höheren Breiten ca. 0·9° bis 0·4° C.

Die mittleren täglichen Änderungen der Lufttemperatur über den Ozeanen sind also erheblich grösser als die der Wasseroberfläche, aber auch sehr klein, denn sie betragen ja in den wärmeren Breiten nur 1—1½° etwa, in höheren noch weniger.

Als weitere Grundlage zur Beantwortung der Frage nach dem gegenseitigen Wärmeaustausch zwischen Wasser und Luft über den Ozeanen habe ich aus den Challenger Beobachtungen die folgende Tabelle berechnet:

Täglicher Gang der Wasser- und Lufttemperatur auf dem Nordatlantischen Ozean 30° nördl. Br., mittlere Temperatur im Sommerhalbjahr.[1])

Zeit	1	3	5	7	9	11 a	1 p	3	5	7	9	11 p	Mittel
Wasser	19.8	19.7*	19.8	19.8	20.0	20.1	20.1	**20.2**	20.1	20.0	19.9	19.8	19.95°
Luft	18.9	18.9*	19.0	19.2	19.6	20.2	**20.6**	**20.6**	20.3	19.7	19.3	19.0	19.61
						Wasser — Luft							
Differenz	0.9	0.8	0.8	0.6	0.4	—0.1	—0.5	—0.4	—0.2	0.3	0.6	0.8	0.34

Der tägliche Gang der Lufttemperatur ist also fast unabhängig von dem Temperaturgang an der Wasseroberfläche, die Luft kann bei Nacht keine Wärme an das Wasser abgeben, um Mittag kaum welche vom Wasser zugeführt erhalten. Der tägliche Gang der Luftwärme über den Ozeanen muss daher in erster Linie direkt von der Absorption der Sonnenstrahlung und der Ausstrahlung gegen den Himmel abhängen. Man sieht, dass unter diesen Verhältnissen die täglichen Temperaturänderungen sehr klein ausfallen.

In hohen Breiten ist nach den Beobachtungen der norwegischen Nordmeerexpedition der Gang der Wasser- und Lufttemperatur im Sommer ein ganz ähnlicher, wie der eben dargestellte, nur sind natürlich die Amplituden noch kleiner.

Täglicher Gang der Wasser- und Lufttemperatur über dem Europäischen Nordmeer zwischen 63 und 73° nördl. Br. (Abweichungen vom Mittel.)

	Mittag	2	4	6	8	10	Mittag	2	4	6	8	10
Wasser	—0.12	—0.21	—0.21*	—0.13	—0.02	0.06	0.09	0.12	0.14	0.15	0.11	0.02
Luft	—0.33	—0.37*	—0.36	—0.25	—0.04	0.21	0.41	0.45	0.36	0.18	—0.04	—0.22

In der Luft tritt das Maximum um 1 h 40 m ein, Abweichung 0.46°, das Minimum um 2 h a ca. mit —0.41°, Tagesschwankung 0.87. Im Wasser verspätet sich das Maximum bis nach 5 h nachmittags. Es ist zu beachten, dass in diesen Breiten die Insolation im Sommer fast den ganzen Tag anhalten kann.

Rykatchew hat den täglichen Gang der Lufttemperatur über den Tropenmeeren zum Gegenstand einer speciellen Untersuchung gemacht.[2]) Nach derselben tritt das Maximum im Mittel um $12\frac{1}{2}^{h}$ ein, das Minimum um $4\frac{1}{2}^{h}$ morgens Die tägliche Schwankung beträgt nur 1·6°.

Atlantischer Ozean: 202 Beobachtungstage, Maximum schon 11 h 57 m am, Amplitude 1.5°; Stiller Ozean: 302 Beobachtungstage, Maximum 12½ h p, Amplitude 1.6.

Das Maximum der Lufttemperatur tritt demnach in den Tropen, wie in hohen Breiten um 1—1½ Stunden und mehr **vor** dem Maximum der Wassertemperatur

---

[1]) Berechnet nach Challenger Report. Gleichung für den täglichen Gang der Temperatur an der Wasseroberfläche: 0.216 sin (227.5 + x). Das zweite Glied verschwindet. Gang der Lufttemperatur an den gleichen (126) Tagen: 0.875 sin (236.0 + x) + 0.187 sin (53.5 + 2x).

[2]) **Rykatchew**, Der tägliche Gang der Temperatur der Luft in den Tropen der Ozeane. Wild, Rep. f. Met. XVI. No. 3. 1893.

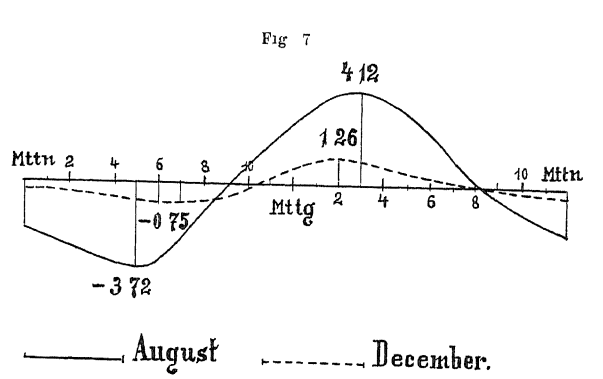
ein. Es kann deshalb nicht durch einen Wärmeaustausch mit der Unterlage bedingt sein, sondern nur von der direkten Absorption der Sonnenstrahlung [1]).

Da die Ozeane zwei Drittel der Erdoberfläche einnehmen, so ergiebt sich, dass auch das Phänomen des täglichen Wärmeganges in der Luft, wie wir es nach Massgabe des Auftretens desselben über dem Festlande genauer kennen, im Wärmeregime der ganzen Erdoberfläche doch eine mehr untergeordnete Rolle spielt, es ist ja auch dort nur auf die unteren Luftschichten beschränkt. Über den Ozeanen, und in den höheren Schichten der Atmosphäre auch über dem Lande, ist die tägliche Variation gering. Es scheint wichtig, diesen Umstand nochmals hervorzuheben.

V. Kurze Beschreibung des täglichen Wärmeganges in den unteren Luftschichten.

Allgemeine Form der täglichen Temperaturkurve. Die beistehende Fig. 7 giebt ein Beispiel für den allgemeinen Verlauf der täglichen Änderungen der Temperatur. Die Temperaturen über dem Tagesmittel sind oberhalb, jene unter dem Tagesmittel unterhalb der horizontalen Zeitskala (Abscissenachse) als Ordinaten aufgetragen und deren Endpunkte dann durch eine Linie verbunden. Im August, wo die täglichen Temperaturänderungen in Wien am grössten sind, hält sich die Temperatur von $8^1/_4{}^h$ abends bis kurz nach 9^h vormittags unter dem Mittel, also $12^3/_4$ Stunden, im Dezember, wo die Variation am kleinsten, von $8^h\ 45^m$ p bis $10^1/_2{}^h$ vormittags, also während mehr als 15 Stunden. Die höchste Temperatur tritt im August um 3^h nachmittags, im Dezember schon um 2^h ein, die tiefste im August kurz vor 5^h morgens, im Dezember um 7^h morgens. Die höchste Temperatur tritt im allgemeinen 2—3 Stunden nach dem höchsten Sonnenstande, die niedrigste kurz vor Sonnenaufgang ein. Die Eintrittszeit der ersteren ist daher viel konstanter in allen Jahreszeiten als die der letzteren.

Fig. 7.



Täglicher Gang der Temperatur zu Wien.

Die tägliche Temperaturkurve setzt sich aus zwei Strecken zusammen, welche ein sehr verschiedenes Gesetz befolgen. Der Verlauf der Temperaturänderungen bei Nacht zwischen Sonnenuntergang und Sonnenaufgang ist der einfachste, der letzte Teil dieser Strecke nimmt in einer graphischen Darstellung nahezu die Form einer Geraden an, welche gegen den Sonnenaufgang hin mehr oder weniger steil geneigt ist. Er ist ein Effekt der nächtlichen Wärmeausstrahlung. So wie aber nach Sonnenaufgang die Bodentemperatur rasch steigt, folgt ihr auch die Lufttemperatur. Die Temperaturkurve biegt rasch nach aufwärts um, so dass sie nach Sonnenaufgang eine Art Knie macht und steigt dann steil zum Nachmittags-

[1]) Jene Schiffe, bei denen die Aufstellung der Thermometer die günstigste war, gaben einen etwas früheren Eintritt des Temperaturmaximums.

maximum an, um sich hierauf langsamer wieder zu senken und in die geneigte Gerade des nächtlichen Armes der Tageskurve überzugehen. Bei Tage stehen die Temperaturänderungen in nächster Beziehung zur Sonnenhöhe (specieller zum Sinus der Sonnenhöhe, welcher die Strahlungsstärke bestimmt). Da der Temperaturgang bei Tage ein anderes Gesetz befolgt als jener bei Nacht, so lässt sich der tägliche Wärmegang nicht exakt durch einen einfachen analytischen Ausdruck darstellen.[1])

Die rascheste Änderung der Temperatur erfolgt im August von $7-8^h$ vormittags, sie beträgt $1{\cdot}3^0$, und abends zwischen 6 und 7^h, sie beträgt dann $1{\cdot}2^0$. Um die Zeiten des Minimums und Maximums ändert sich die Temperatur am wenigsten. Die Eintrittszeiten der mittleren Tagestemperatur sind deshalb leicht viel genauer zu bestimmen als die Eintrittszeiten der täglichen Extreme. Die mittlere Tagestemperatur tritt das ganze Jahr hindurch ziemlich gleichmässig nach 8^h abends ein, es ist dies die Zeit der konstantesten Temperatur. Am Vormittag tritt die mittlere Temperatur im Sommer etwa $8\,^1/_2\,^h$ ein, im Winter nach 10^h. Diese Epoche unterliegt auch nach den Örtlichkeiten grösseren Verschiedenheiten als die erstere.

Natürlich gilt das eben Gesagte zunächst nur für Orte in den Niederungen von Mitteleuropa.

Elemente des täglichen Wärmeganges. Die folgenden Elemente bestimmen hauptsächlich den täglichen Wärmegang eines Ortes.

1. Der Unterschied zwischen der durchschnittlich höchsten und tiefsten Temperatur im Laufe des Tages, d. i. die tägliche Temperaturamplitude.

Die Differenz der extremen Stundenmittel der Temperatur nennt man die periodische täglichen Amplitude, den Unterschied zwischen den mittleren täglichen Extremen, wie man selbe aus den täglichen Ablesungen an einem Maximum- und Minimumthermometer erhält, nennt man die aperiodische tägliche Amplitude, letztere ist natürlich stets grösser als erstere, weil sie auch alle unregelmässigen Änderungen im täglichen Wärmegang einschliesst. Der Unterschied ist deshalb namentlich gross im Winter und in höheren Breiten, geringer im Sommer und in den Tropen. Beispiele:

	Wien, 48° nördl. Br.				Kara See, 71° nördl. Br.		
Tägl. Amplitude	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Winter	Sommer	Jahr
Periodisch	2.7	7.2	8.0	5.7	0.0	1.9	1.7
Aperiodisch	5.2	9.2	9.9	7.6	8.8	2.9	6.4

2. Die mittleren Eintrittszeiten der täglichen Temperaturextreme.

3. Die Besonderheiten im Verlaufe des täglichen Wärmeganges überhaupt, wie sie z. B. an den Küsten der Eintritt von Land- und Seewinden, im Gebirge Lokalwinde u. s. w. verursachen können.

Verschiedenheiten der Grösse der täglichen Temperaturschwankung. Die tägliche Temperaturamplitude. Die Grösse der täglichen Temperaturamplitude ist an demselben Orte abhängig von der Jahreszeit und von dem täglichen und jährlichen Gange der Bewölkung und der Niederschläge; an verschiedenen Orten:

1. Von der geographischen Breite, 2. von der Beschaffenheit der Erdoberfläche in der Umgebung des Ortes, ob Festland oder Wasser, und im ersteren Falle noch davon, ob der Boden trocken und nackt, oder feucht und mit dichter Vegetation bedeckt ist, 3. von der Bodenkonfiguration und 4. von dem verschiedenen Grade der Bewölkung.

A. Die Grösse der täglichen Wärmeschwankung. Jährliche Änderungen der Amplitude am selben Orte. Einen je höheren Stand die Sonne am Mittage

[1]) Über den Temperaturgang bei Nacht findet man in dem mathematisch-physikalischen Anhang einige theoretische Betrachtungen.

erreicht, desto höher wird im allgemeinen die Temperatur von Sonnenaufgang bis zum Nachmittage steigen, desto grösser wird die tägliche Temperaturamplitude ausfallen, da die nächtliche Abkühlung relativ nur wenig sich ändert. Die tägliche Wärmeschwankung nimmt daher vom Winter zum Sommer zu, sie wird bei gleich hoher Sonne im Frühjahre meist grösser sein, als im Herbst, weil die nächtliche Abkühlung wegen der niedrigen Bodenwärme im Frühlinge erheblich grösser ist. Wegen der Kürze der Sommernacht macht sich in höheren Breiten dann wieder eine kleine Abnahme geltend [1]).

Ausserdem wird aber auch der jährliche Gang der Bewölkung, namentlich dort, wo er sehr ausgeprägt ist, auf die jahreszeitlichen Änderungen der Grösse der täglichen Temperaturamplitude grossen Einfluss haben, wie leicht einzusehen ist. Beispiele:

Jährlicher Gang der mittleren (periodischen) täglichen Temperaturschwankung.

	Jan	Febr	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Sept	Okt	Nov	Dez
	Mitteleuropa (Paris, Bern, München, Berlin, Wien)											
Amplitude	3.4	4.7	6.6	8.3	**8.9**	8.5	8.8	8.5	8.3	6.0	3.7	2.8*
	Nordindien (Hazaribagh, Patna, Allahabad, Lucknow, Agra)											
Amplitude	13.4	14.1	**14.8**	**14.7**	12.3	7.9	5.1*	4.9*	6.9	11.1	13.4	13.5
Bewölkung	2.0	2.2	2.4	1.6*	2.1	4.9	**7.6**	**7.5**	5.3	2.4	1.2*	1.5

Die zweite Reihe zeigt sehr deutlich den Einfluss der Bewölkung auf die Grösse der Tagesschwankung der Temperatur.

Örtliche Verschiedenheiten. 1. Einfluss der Breite. Die tägliche Temperaturamplitude nimmt im allgemeinen mit abnehmender Breite zu, weil die Sonnenhöhe um Mittag grösser wird und zugleich hoher Sonnenstand und längere Dauer der Nacht zusammen vorkommen. Die grössten Tagesschwankungen sind in niedrigen Breiten zu erwarten, und zwar dort, wo die nächtliche Wärmeausstrahlung durch die örtlichen Verhältnisse (trockener Boden, grosse Höhenlage) begünstigt wird.

In den Circumpolargegenden können die täglichen Wärmeänderungen keinen erheblichen Betrag erreichen, weil die Sonne sehr niedrig steht und die Nächte sehr kurz sind oder ganz fehlen, während der Polarnacht hört eine regelmässige Wärmeänderung ganz auf [2]). Dagegen ist sie im Frühling am grössten.

Mittlere tägliche Wärmeschwankung auf dem Festlande unter verschiedenen Breiten.

Ort	Nagpur Jubbulpur	Allahabad Lucknow	Lahore	Nukuss	Barnaul	Katharinenbg Bogoslowsk	Fort Rae	Ssagastyr	Lady Franklinbay
Nördl. Br.	22.1	26.2	31.6	42.5	53.3	58.6	62.6	73.4	81.7
	Periodische tägliche Temperaturschwankung								
Jahr	11.7	12.1	12.4	11.8	8.1	6.9	5.3	2.3	1.4
3 Monate[3])	15.4	15.9	15.3	14.5	10.6	9.0	8.7	5.6	4.2

[1]) Lamont (s. Lehrb. v. Schmid, S. 202) hat es als einen Erfahrungssatz hingestellt, dass der Quotient der täglichen Amplitude durch die Tageslänge (A : t, t in Stunden) für alle Monate und Orte (letzteres hat sich als unrichtig erwiesen) konstant sei und ca. 0.5° C betrage. Weilenmann findet diesen Satz für Bern und Genf bestätigt, wenn man auch auf die Bewölkung Rücksicht nimmt, und das Produkt aus der Bewölkung und diesen Quotienten bildet. A : t ist für Bern 0.56, für Genf 0.51, aber mit ausgesprochener jährlicher Periode. Dieselbe fällt aber weg, wenn mit der mittleren Bewölkung (in Prozenten der ganzen Himmelsfläche ausgedrückt) multipliziert wird. Dann erhält man für Bern $(A : t) \beta = 0.36$, für Genf 0.32. Für ganz klaren Himmel ergiebt sich $A : t = 1.1^{0}$, somit $\beta = 0.36$ im Mittel, d. h. sagt Weilenmann, der ganz heitere Himmel schützt noch immer wie eine Wolkenschicht von der Stärke 0.36 (d. h. 3.6 nach gewöhnlicher Schreibweise) gegen die Wärmeausstrahlung. Maurer ist auf einem anderen Wege zum gleichen Schlusse gekommen.

[2]) Ob eine Art „Dämmerung der Wärme" während der Polarnacht wirklich existiert, wie sie Dove in den stündlichen Temperaturaufzeichnungen im Rensselaerhafen, NW-Grönland, 78° nördl. Br., bemerkt hat, müsste doch erst näher untersucht werden. (Dove, Über die Dämmerung der Wärme in der Winternacht der Polarländer. Berliner Zeitschrift für Erdkunde. 1864. B. 17. S. 465.)

[3]) Mittel von drei sich folgenden Monaten mit den grössten Amplituden. Wegen zunehmender Kontinentalität und Trockenheit ist in Indien keine Abnahme der Amplituden mit der Breite zu bemerken.

Die polaren Stationen haben im Frühling nach dem Wiederaufgang der Sonne die grösste Tagesschwankung der Wärme.

2. Einfluss der Beschaffenheit der Erdoberfläche. Derselbe ergiebt sich von selbst aus unserer Darstellung der Ursachen der täglichen Wärmeänderungen. Wo die Unterlage, auf welcher die Luftschichten aufruhen, sich wenig erwärmt, ist die tägliche Temperaturamplitude klein, über dem trockenen Wüstenboden in niedrigen Breiten dagegen sehr gross. Die Extreme sind: die Ozeane mit nur 1 bis $1^1/_2{}^0$ täglicher Wärmeschwankung, und die Orte in den asiatischen, afrikanischen und amerikanischen Wüsten und Steppen, wo die (periodische) tägliche Wärmeschwankung 14 bis 16° erreicht, ja wohl auch auf 20° steigen kann; in einzelnen Fällen nimmt die Temperatur von Sonnenaufgang bis zum Nachmittag um 30° zu.

Den Einfluss einer üppigen Vegetation, von Wäldern und von Sümpfen auf die Verringerung der täglichen Wärmeschwankung zeigt ein Vergleich der letzteren in dem feuchten, waldbedeckten Thale des Brahmaputra mit jenen auf den trockenen Ebenen des oberen Ganges. Z. B.:

Sibsagar (Assam) 26° 59' nördl. Br., 102 m, 13 km südlich vom Brahmaputra auf sumpfiger Ebene, mit Thee- und Reiskultur in den Rodungen der Wälder. Mittlere tägliche Amplitude 7.8°, Maximum Dezember 11.3°.

Lucknow (NW-Provinzen) 26° 50' nördl. Br., 113 m, im Herzen der grossen Gangesebene. Mittlere Amplitude 12.5°, Maximum 16.4° November und 16.1° März.

Auch in unserem Klima haben waldbedeckte feuchte Gegenden eine kleinere Tagesschwankung als trockene.[1])

3. Einfluss der Bodenkonfiguration. Woeikof hat denselben auf folgenden kurzen Ausdruck gebracht[2]):

Eine konvexe Oberfläche (Hügel, Berg, auch Abhang) ist eine Ursache, welche die tägliche (und jährliche) Amplitude der Temperatur verkleinert, und zwar um so mehr, je steiler die Erhebung ist.

Eine konkave Oberfläche (Thal, Mulde) vergrössert die tägliche Amplitude der Temperatur; als normal muss die Amplitude auf einer ebenen Oberfläche gelten.

Die Ursache dieser topographischen Beeinflussung der Amplituden ist aus dem, was wir über die Entstehung des täglichen Wärmeganges gesagt haben, klar; die Nächte sind in den Thälern kühler, weil dieselben Sammelbecken für die an den Abhängen durch Strahlung erkaltete Luft sind, die Mittage heisser, weil sich auch die Bergabhänge und zwar stark erwärmen und die so allseitig erwärmte Luft nicht so leicht durch Winde weggeführt werden kann.

Beispiele (nach Annalen der Schweiz. Met. C.-A., 1895, gerechnet):

Mittlere Temperatur. Juli bis September.

Berghänge und Gipfel					Orte in Thälern				
Ort	Höhe in m	7h a	1h p	Diff.	Ort	Höhe in m	7h a	1h p	Diff.
Chaumont	1130	13.0	19.0	6.0	Schuls	1240	11.7	21.2	9.5
b. Gais	1150	13.8	16.7	2.9	Reckingen	1350	9 2	20.1	10.9
Rigikulm	1790	9.7	12.4	2.7	Bevers	1710	8.0	18.1	10.1

Die Thäler sind um 7h morgens kälter, nachmittags viel wärmer.

Die tägliche Temperaturamplitude nimmt an der Erdoberfläche im allgemeinen mit der Höhe ab, aber viel langsamer als in der freien Atmosphäre. Hierfür ein Beispiel aus Lyon und Umgebung.[3]) (Aperiodische Amplitude.)

	Höhe	175	300	625 m
Amplitude:	Jahr	10.3	8.6	6.8
	Mai bis September	13.3	11.3	8.9

Die meteorologische Station Tiflis befand sich 1851 bis 1861 in 460 m frei auf einer Anhöhe in SE von Tiflis, die mittlere tägliche Amplitude war da 7.8°, seit 1862 befindet sie sich in 409 m

[1]) Das „physiologische“ Kältegefühl an den feuchten Abenden und Morgen in waldigen Gegenden kommt hier nicht in Betracht.

[2]) Etude sur l'amplitude diurne de la température. Moscou 1881.

[3]) Met. Z. 1890. S. 149 u. S. 274.

am Ufer der Kura, die Amplitude ist jetzt 8 5 Ahnlich verhalt es sich mit Nertschinsk Vor 1846 befand sich die Station auf einem Hugel ausserhalb der Stadt in 696 m Seehohe, die Amplitude war 8 3°, dann in der Stadt in einem Thale (in 660 m), die Amplitude ist nun 9 5° (Woeikof, Etudes)

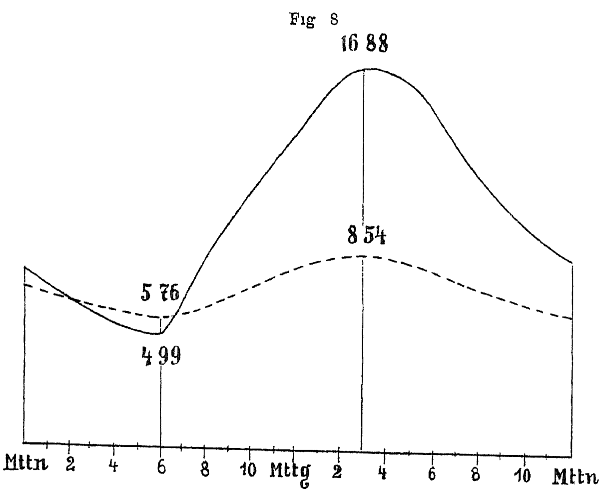
Die Abnahme der taglichen Amplituden mit der Entfernung vom Boden zeigen sehr gut die korrespondierenden Beobachtungen am Kew Observatorium und auf der Kew Pagode [1]) (Vergl auch S 54 Eiffelturm etc)

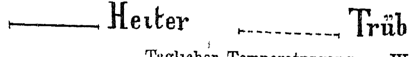
Mittlere tagliche (unperiodische) Temperaturschwankung

	Kew		Pagode	
Hohe uber dem Boden	3	7	21	39 m
Winter	5 3	5 4	5 2	4 9
Sommer	10 1	9 2	8 4	7 9
Jahr	7 9	7 5	7 1	6 6

Auf Berggipfeln ist die erwarmte Bodenflache klein, ebenso die Ausstrahlung in der Nacht deshalb geringer, die taglichen Temperaturamplituden nahern sich jener in der freien Atmosphare, ubertreffen sie aber stets, selbst noch auf den hochsten Berggipfeln Die (periodische) tagliche Warmeschwankung betragt auf dem Obirgipfel, 2140 m, Jahr 2 0°, Sommer 3 8°, auf dem Sonnblickgipfel, 3106 m, Jahr 1 4° [2]), Sommer 2 0°, auf dem Montblanc (Observ Vallot), 4359 m, Sommer 3 5° [3])

Fig 8





Taglicher Temperaturgang zu Wien an ganz heiteren und ganz truben Tagen im April

4 Einfluss der Bewolkung Dieser ist der machtigste von allen Faktoren, welche die Grosse der taglichen Temperaturamplitude bestimmen Die Bewolkung mindert sowohl die nachtliche Abkuhlung durch Warmeausstrahlung, als auch in besonders hohem Grade die Insolation, und unterdruckt dadurch die Erwarmung des Bodens, Tag- und Nachttemperatur unterscheiden sich deshalb wenig Die beistehende Fig 8 demonstriert diesen Einfluss der Bewolkung

Wahrend die Eintrittszeiten der Extreme wenig verandert sind, ist dies bei den Amplituden in hohem Grade der Fall. Durchnittlich tritt in Wien das Maximum an heiteren Tagen um 2^h 56^m ein, an truben um 2^h 20^m Der Einfluss der Bewolkung auf den taglichen Warmegang ist Gegenstand vieler eingehender Untersuchungen geworden, von Weilenmann (fur Bern), Rykatchew (Peters-

[1]) Scott, Quart Weather Rep New Ser P I App III London 1881 S a Met Z XVIII 1883 S 395

[2]) Wie in Lady Franklinbay unter 81½°

[3]) Diese grosse Amplitude ist jedenfalls den Strahlungseinflüssen der Schneefelder zuzuschreiben, der Ausstrahlung, wie Reflexion der Sonnenstrahlung, den grossen Einfluss letzterer hat Ekholm auf Spitzbergen nachgewiesen

burg, Nertschinsk), Angot (Paris), Augustin (Prag), Airy (Greenwich), Goodmann (Pawlowsk), Kostlivy (Wien).[1])

Weilenmann fand die Erkaltung während der Nachtstunden in Bern bei ganz trüben Wetter 2·4°, bei halbtrüben 5·9°, bei ganz heiteren (im Frühling) 9·4°.

Mittlere (periodische) tägliche Temperaturamplitude an ganz heiteren und ganz trüben Tagen

Bewölkung	Bern Dez.	Bern Juni	Wien Dez.	Wien April	Prag Dez.	Prag April	Greenwich Jan.	Greenwich Juni	Petersburg Jan.	Petersburg Mai	Nertschinsk Sommer
0	8.2	15.4	4.4	11.6	5.2	12.5	4.3	14.1	3.6	10.0	15.8
10	2.4	4.6	1.2	3.9	1.2	4.0	1.2	4.4	0.4	3.4	5.5

An ganz heiteren Tagen ist um Sonnenaufgang in Wien im April die mittlere Temperatur 5·5°, an ganz trüben 5·6°, Differenz fast Null, dagegen nachmittags um 3^h an ganz heiteren Tagen 17·1°, an ganz trüben 9·4°, Differenz 7·7°, woraus hervorgeht, dass nicht die nächtliche Strahlung, sondern die Insolation die grossen Amplituden an heiteren Tagen hervorruft.

Die gründlichste Untersuchung über den täglichen Gang der Temperatur an heiteren und trüben Tagen verdankt man A. Angot. Derselbe berechnete auch die mittlere tägliche Temperaturschwankung für jeden Monat zu Paris bei verschiedenen Graden der Bewölkung (Skale: 0 ganz heiter, 5 halbheiter, 10 ganz trüb). Wir führen nur die extremen Monate hier an:

Bewölkung	0	2	4	6	8	10
	Mittlere tägliche Temperaturamplitude:					
Dezember	6·5°	5·4°	4·4°	3·5°	2·6°	1·8°
April	15·5°	13·0°	10·6°	8·4°	6·3°	4·3°

[1]) Weilenmann, Über den täglichen Gang der Temperatur in Bern. Schweiz. Met. Beob. IX. 1872. — Rykatchew, Die täglichen Änderungen der Temperatur in St. Petersburg an heiteren und trüben Tagen. Wild. Rep. f. Met. Vol. III. 1874. — Angot, Influence de la nébulosité sur la variation diurne de la temp. de Paris. Annales du Bureau Central. 1888. Tome I. — Augustin, Einfluss der Bewölkung auf den täglichen Temperaturgang in Prag. Sitzungsberichte d. K. böhm. Gesellsch. d. Wissensch. Januar 1880. Met. Z. XVI. S. 164. — Airy, Reduction of twenty years photograph. Records etc. London 1878. Met. Z. B. XV. 1880. S. 466. — K. Goodman, Über den täglichen Gang der Temperatur und Feuchtigkeit in Pawlowsk an heiteren und trüben Tagen. Wild. Rep. f. Met. B. XIV. Nr. 8. 1891. Wichtige, sehr instruktive Arbeit. Die heiteren Tage gaben im Dezember eine mittlere Temperatur von —12.0, die trüben —3.5°, im Juni, heiter 20.9, trüb 13.0°. Die Temperaturminima traten an heiteren Tagen grösstenteils früher ein als im Mittel, in den Wintermonaten später, infolge der starken Wärmestrahlung. Die Temperaturmaxima traten im Frühling und Sommer an heiteren Tagen später ein, im Herbst und Winter aber früher, da die Wärmestrahlung die Wärmezunahme zu rasch abschneidet. Sehr bemerkenswert ist das Steigen der Temperatur in den Abendstunden von November bis Januar an heiteren Tagen. Die Temperatur sinkt zuerst bis 5—6 h abends, dann steigt sie wieder, Maximum um Mitternacht oder früh morgens. Ursache ist die meist nach 6 h eintretende Bewölkung. Bleibt es aber heiter, dann sinkt die Temperatur ausserordentlich rasch, von —11.4° um Mittag bis auf —25.5° um Mitternacht im Januar, also um 14°!

Der Einfluss der Bewölkung auf die tägliche Temperaturschwankung ist auf Abhängen und namentlich auf Berggipfeln erheblich kleiner als in den Thälern. Die Vergrösserung der täglichen Amplitude bei heiterem Wetter im Winter in den letzteren ist eine Wirkung der niedrigeren Nachttemperatur, nicht so sehr der höheren Maxima. Z. B.:

Mittlere Temperaturextreme.

	Schneekoppe, 1600 m heiter Max.	Min.	Diff.	trüb Max.	Min.	Diff.	Eichberg, 350 m heiter Max.	Min.	Diff.	trüb Max.	Min.	Diff.
Winter	—4.3	—9.9	5.6	—4.1	—9.8	5.7	1.3	—9.4	10.7	2.0	—3.7	5.7
Sommer	15.2	6.1	9.1	9.3	3.6	5.7	26.0	8.1	17.9	18.5	9.9	8.6
	Hohenpeissenberg, 1000 m						München, 625 m					
Winter	2.4	—4.7	7.1	0.5	—5.2	5.7	1.2	—6.6	7.8	1.6	—3.4	5.0
Sommer	21.3	12.1	9.2	15.5	8.8	6.7	25.0	11.3	13.7	18.8	11.1	7.7

Auf der Schneekoppe ist bei heiterem Wetter die tägliche (unperiodische) Wärmeschwankung 7.3, bei trübem 5.7, Differenz 1.6, zu Eichberg resp. 14.3 und 7.1, Differenz 7.2, also viel grösser; ähnlich ist der Unter-

Den grossen Einfluss einer frischen d. i. lockeren Schneedecke auf die Steigerung der nächtlichen Abkühlung zeigt Angot an einem Beispiele aus dem Dezember 1879. Die mittlere Temperatur vor Sonnenaufgang nach ganz klaren Dezembernächten ist — 3.5°, nach heiteren Tagen mit Schneedecke war sie aber — 16.4°, die mittlere Amplitude heiterer Dezembertage mit Schneedecke ist 10.3° (ohne 6.5°, trüb 1.8°).

Diese Beispiele genügen, den grossen Einfluss des Grades der Bewölkung auf den täglichen Gang der Erwärmung der Erdoberfläche zu zeigen [1]).

B. Die mittleren Eintrittszeiten der höchsten und tiefsten Temperatur des Tages. Wie aus der Entstehung des täglichen Wärmeganges zu erwarten, tritt die niedrigste Temperatur überall und zu allen Jahreszeiten um oder kurz vor Sonnenaufgang ein, sobald die Wärmeausstrahlung nicht mehr allein den Temperaturgang beherrscht. Die höchste Temperatur folgt dem höchsten Sonnenstande nach, auf dem Festlande 1—2 Stunden, auf den Ozeanen meist schon nach einer halben Stunde.

Einfluss der Unterlage. Auf den Ozeanen tritt das Minimum einige Zeit vor Sonnenaufgang ein (auf den tropischen Ozeanen nach Rykatchew schon um $4^h\ 35^m$ a.), auf dem Festlande, namentlich in Wüsten fast genau um Sonnenaufgang oder wenig (1/4 Stunde) darnach. Im Winter tritt das Minimum vor Sonnenaufgang ein, (man könnte von einer Wärmedämmerung sprechen) im Sommer etwas nach Sonnenaufgang.

Das Temperaturmaximum tritt auf den Ozeanen gleich nach Mittag ein, ($12^h\ 25^m$ in den Tropen) auf den Kontinenten, besonders im trockenen Innern derselben erst um 2^h oder 3^h Nachmittag. An heiteren Tagen verspätet sich das Maximum im allgemeinen um 1/2—1 Stunde (auffallend in Petersburg im Sommer, trüb 2 1/2, heiter 5 1/2, Prag, Januar, trüb 2^h, heiter $2^h\ 40^m$, Juli, trüb $2^h\ 50^m$, heiter $3^h\ 35^m$).

Die hohe Erwärmung und Wärmeaufspeicherung des Bodens an heiteren Tagen macht diese Verspätung des Temperaturmaximums leicht erklärlich.

Auf Berggipfeln liegen die Verhältnisse ähnlich wie auf den Ozeanen, weil eine den Temperaturgang beherrschende Unterlage nahezu fehlt. Das Temperaturminimum tritt 1/2 - 1 1/2 Stunden vor Sonnenaufgang ein[2]), der Eintritt des Maximums aber ist lokal sehr verschieden, es tritt vielfach bald nach Mittag (analog wie auf dem Meere) aber auch verspätet auf. Bei der Kleinheit der Amplitude können Witterung (der tägliche Gang der Bewölkung, der auf Bergen um Mittag ein Maximum hat) und Lokaleinflüsse leicht grosse Störungen bewirken.

Besonderheiten der täglichen Temperaturkurve. Störungen derselben durch mehr oder weniger konstante Witterungsfaktoren. Im

---

schied zwischen Hohenpeissenberg und München. Näheres s. Fr. Mumme, Der Einfluss der Bewölkung auf die tägliche Temperaturschwankung. Berlin 1891.

[1]) Angot hat diesen Einfluss für Paris auf eine allgemeine Formel gebracht. Bezeichnet r den Radius vector der Sonne, l die Länge der Sonne, K den von der Bewölkung abhängigen Faktor, so gilt für die Grösse der täglichen Amplitude A im Laufe des ganzen Jahres

$$A = \frac{K}{r^2} (12.57 + 4.60 \sin l + 1.74 \cos 2l)$$

K ist $= 1 - 0.083n + 0.0011n^2$, wenn n der Grad der Bewölkung nach der zehnteiligen Skala.

Mit Recht hebt Angot hervor, wie wichtig es wäre, auch für andere Orte diese Relation festzustellen. A. Angot, Influence de la nebulosite sur la variation diurne de la température à Paris. Annales du Bureau Central Met. I. Memoires de 1888.

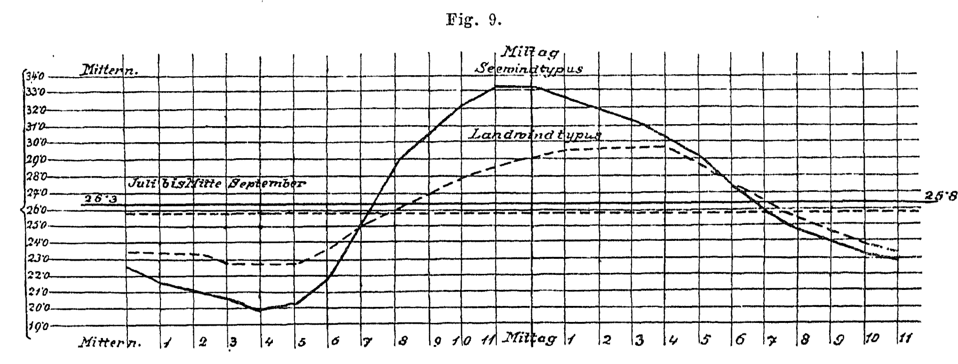
[2]) W. Trabert, Der tägliche Temperaturgang auf dem Sonnblickgipfel. Denkschriften d. Wiener Akad. LIX. B. Wien 1892.

allgemeinen unterliegt der Temperaturgang bei Tage viel grösseren Störungen als jener bei Nacht, während welcher die Luft die Tendenz hat, ruhig in horizontalen Schichten sich über den Boden zu lagern, weshalb Windstille und heiterer Himmel um diese Zeit häufiger auftreten.

An den Küsten ist es der in wärmeren Gegenden meist regelmässig am Vormittage schon eintretende Seewind, welcher die normale Wärmezunahme am Nachmittage unterbricht und das Temperaturmaximum sogar auf den Vormittag verlegen kann.

Die folgende Fig. 9 zeigt den täglichen Gang der Temperatur im Hochsommer an der Küste von Argos in Griechenland nach H. Hartl[1]) an Tagen mit Seewind und mit Landwind. Das Maximum tritt bei Seewind um $4^1/_2$ Stunden früher ein, schon kurz vor Mittag. Es handelt sich hier aber nicht um die gewöhnlichen täglich wechselnden Land- und Seewinde, sondern um ruhige und windige Tage. An ersteren tritt vormittags der Seewind ein, der nach starker Insolation und Temperatursteigerung die Temperatur wieder herabdrückt, abends gegen Sonnenuntergang einlullt, und so nachts einer starken Wärmeausstrahlung Platz macht.

Fig. 9.



Täglicher Temperaturgang zu Argos. (Nach Hartl.)

Die tägliche Amplitude ist deshalb an diesen Tagen sehr gross, über 12°. Die Temperatur steigt sehr rasch zuweilen 2—3° in der Stunde. Zwischen 11 und 12^h beginnt allmählich der Seewind sich einzustellen und unterbricht das Steigen der Temperatur. Wenn aber die sommerlichen Landwinde Griechenlands, die Meltemmia (Etesien) Tag und Nacht herrschen, so verflacht sich die Temperaturkurve stark; infolge der gleichmässigen kräftigen Luftbewegung kann nachts die Temperatur nicht so stark sinken, aber auch tagsüber nicht so stark ansteigen, da der Wind dann abkühlend wirkt; mühsam und spät wird das verringerte Wärmemaximum erreicht. Die Amplitude ist dann kaum 8°. Diese Kurve kann überhaupt für den täglichen Wärmegang an stark windigen Tagen als typisch gelten.

Eine später folgende Figur (welche auch den täglichen Gang der relativen Feuchtigkeit darstellt) zeigt die abnormen Störungen, welche das Einbrechen des Seewindes in dem täglichen Wärmegang hervorzubringen vermag.

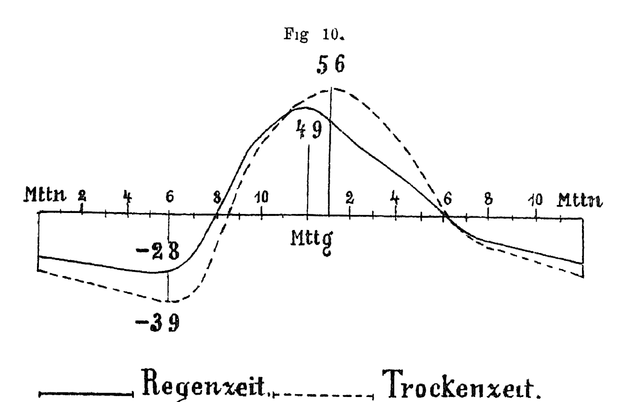
In den Tropen können die um Mittag rasch zunehmende Bewölkung und die an den Nachmittagen regelmässig eintretenden Gewitterregen die Temperaturkurve gleichfalls erheblich stören, so dass das Temperaturmaximum schon vor-

[1]) Meteorologische und magnetische Beobachtungen in Griechenland. Mitteilungen des k. u. k. Militär-Geograph. Institutes, XIV. B. 1095.

mittags eintritt. Die tägliche Wärmeschwankung wird erheblich verkleinert, da auch nachts, wegen der grösseren Bewölkung und Feuchtigkeit, die Wärmeausstrahlung vermindert wird und damit die nächtliche Temperaturdepression.

Die folgende Fig. 10 zeigt den täglichen Wärmegang zu San José de Costarica in den zwei trockensten Monaten, Januar und Februar, und in den feuchtesten und trübsten, September und Oktober.

Fig. 10.



Täglicher Gang der Temperatur zu San José

Das Temperaturmaximum tritt in den ganz trockenen Monaten normal um 1 h nachmittags ein, in den nassen Monaten aber schon vor Mittag. Die Temperaturdepression durch die nachmittägigen Gewitterregen macht der Abstand zwischen der voll ausgezogenen und der gestrichelten Kurve ersichtlich. Desgleichen ist die nächtliche Temperaturabnahme vermindert. Die tägliche Amplitude in der Trockenzeit ist 9 5°, in den nassen Monaten nur 7 7°.

Die folgende kleine Tabelle enthält den täglichen Wärmegang zu San José in den zwei trockensten und zwei nassesten Monaten des Jahres (Mittel 1891, 1892 und 1893) und zugleich die Regenmenge, die in dem zweistündigen Intervall, das vorausgegangen, gefallen ist. Im Januar und Februar fiel so gut wie kein Regen.

Täglicher Gang der Temperatur und des Regenfalles zu San José, 9° 56′ nördl. Br., 1135 m

Mittn	2	4	6	8	10	Mittag	2	4	6	8	10	Mittel
Trockenzeit	Januar und Februar											
—2 6	—3 1	—3 5	—3 9*	—1 2	3 3	5 1	**5 3**	3 5	0 4	—1 2	—2 0	19 1
Regenzeit	September und Oktober											
—2 0	—2 2	—2 6	—2 8*	0 0	3 8	**4 9**	3 4	1 1	—0 4	—1 1	—1 6	19 6
Mittlere Regenmenge in Millimeter (Monatsmittel)												
16	7	3	4	6	1*	5	44	102	128	75	31	422

Diese kleine Tabelle verfolgt zugleich auch den Zweck, ein Beispiel für einen tropischen täglichen Wärmegang zu geben, der namentlich in den Abendstunden erheblich von jenem in unserem Sommer abweicht. Eine ähnliche Temperaturdepression durch die nachmittägigen Gewitterregen hat auch W. Trabert für Bismarckburg, 8° 12′ nördl. Br., gefunden [1]).

D. Darstellung des täglichen Wärmeganges durch sog. „Isoplethen“. Die gewöhnliche graphische Darstellung des täglichen Wärmeganges durch Kurven, wie die obigen, welche die Temperatur als Funktion der Tageszeit zur Anschauung bringen, ist zwar die einfachste und in den meisten Fällen auch ausreichende Methode der Illustration der Abhängigkeit der Temperatur von der Tagesstunde. Sie hat aber, wie Erk richtig hervorhebt, zwei Mängel [2]). Der tägliche Wärmegang ist in hohem Grade von der Jahreszeit abhängig. Um die Darstellung derselben vollständig zu machen, muss man mindestens für die 12 Monate solche Diagramme (Kurven) zeichnen, wie sie in Fig. 7 für Dezember und August für Wien gegeben worden sind. Selbst wenn diese 12 Kurven untereinander in dasselbe Koordinatennetz eingetragen werden, so ist

---

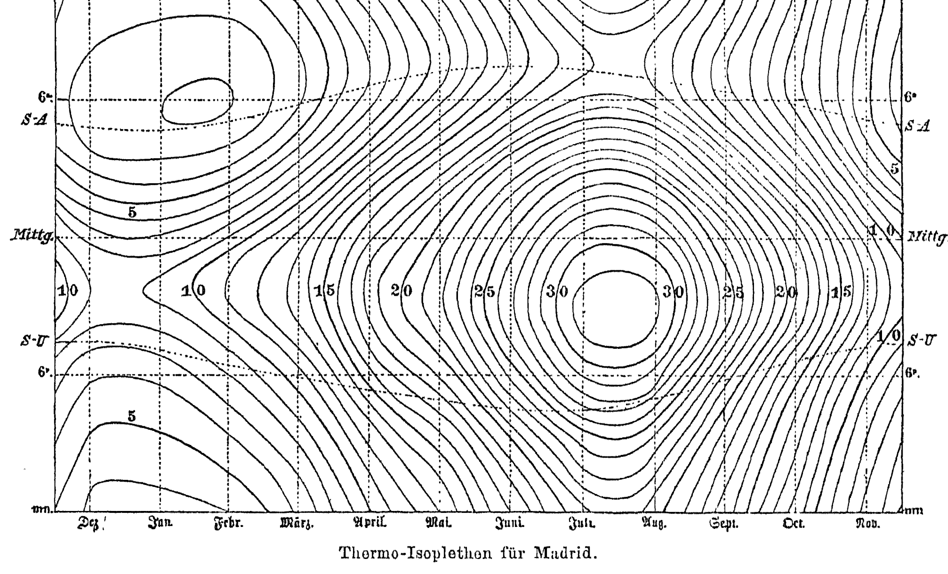
[1]) Der tägliche Gang der Lufttemperatur in Bismarckburg. Mitteilungen aus den deutschen Schutzgebieten. B. VII. 1894. S. 247.

[2]) Über die Darstellung der stündlichen und jährlichen Verteilung der Temperatur durch ein einziges (Thermo-Isoplethen-)Diagramm und dessen Verwendung in der Meteorologie. Deutsche Met. Z. II. 1885. S. 281.

es doch nicht möglich zu erkennen, wie diese 12 Kurven, die für die mittlere Monatstage gelten, ineinander übergehen, oder z. B. den mittleren täglichen Gang der Temperatur am 1. Mai der Kurve für April und Mai direkt zu entnehmen. Ein weiterer Übelstand ist der, dass man das thermische Verhalten einer bestimmten Stunde im Laufe des ganzen Jahres nicht vergleichen kann, es sei denn, man zeichne sich für diese Stunde eine separate Kurve mit den beiden Argumenten Tag des Jahres und entsprechende Abweichung der Temperatur dieser Stunde vom Tagesmittel.

Eine ingeniöse Methode, den täglichen und jährlichen Gang der Temperatur zugleich auf einer Ebene zur Darstellung zu bringen, hat zuerst L. Lalanne auch in die Meteorologie eingebürgert.[1]) Dieselbe beruht darauf, die täglichen und jährlichen

Fig. 11.



Thermo-Isoplethen für Madrid.

Variationen als eine Wärmefläche in drei Dimensionen sich dargestellt zu denken, diese Fläche durch Ebenen parallel zur Basis in gleichen Abständen (z. B. von Grad zu Grad) zu schneiden und diese Horizontalschnitte auf die Basis zu projizieren. Die Darstellung entspricht den Höhenschichtenkarten. Die geographischen Längen sind hier die Tage des Jahres, die Breiten die Tagesstunden und die Seehöhen die Temperaturgrade. Werden letztere in den Schnittpunkten der beiden Argumente Tag und Stunde in entsprechender Höhe als Vertikale aufgesetzt und die Endpunkte durch eine Fläche verbunden gedacht, so erhält man die Wärmefläche, welche einem orographischen Relief entspricht. Dann legt man horizontale Schnitte durch in vertikalen Abständen von je einem Grade, projiziert dieselben auf die Grundfläche und erhält derart die sogenannten Thermo-Isoplethen,

---

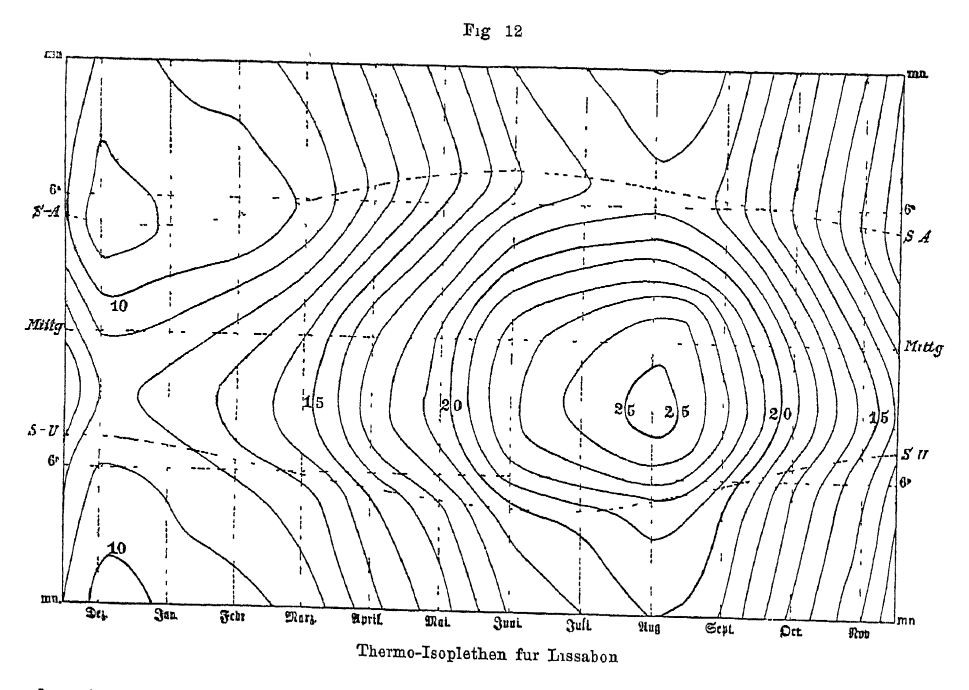
[1]) Cours complet de Météorologie de L. F. Kämtz traduit et annoté par Ch. Martins. Paris 1843. Un appendice par L. Lalanne.

von deren Gestalt und Verwendbaikeit die beiden Fig 11 u 12 (nach E1 k) eine Voistellung geben Es wuiden die Theimo-Isoplethen von Madiid und Lissabon als Beispiele gewahlt, weil diese beiden Oite, die in wenig veischiedenen Breiten liegen, den Unterschied des taglichen Waimeganges im extremen kontinentalen Klima und im Kustenklima recht deutlich zur Anschauung biingen Die eng aneinander gedrangten Tempeiatuilinien fur Madiid zeigen die iaschen und extremen Variationen der Temperatur nach Tageszeit und Jahreszeit auf der kastilischen Hochebene, im Gegensatz zu den massigen Variationen an der atlantischen Kuste zu Lissabon

Die punktieite Linie, welche die Zeitskala fui 6^h morgens und 6^h abends je zweimal im Jahre schneidet, entspiicht dei Zeit des Sonnenaufganges in den verschiedenen Monaten

Ein einziges derartiges Diagramm giebt, wie man sieht, auf alle Fragen uber den taglichen und jahrlichen Warmegang zugleich Auskunft Die Genauigkeit

Fig 12



Thermo-Isoplethen fur Lissabon

der Antwort hangt nur von dem Massstab der Ausfuhrung dieser Diagramme ab Man kann denselben die Temperatur fur jeden gegebenen Zeitpunkt entnehmen, man kann den Temperaturgang zu einer bestimmten Stunde das ganze Jahr hindurch verfolgen oder fur einen bestimmten Tag die Temperaturen zu jeder Tageszeit

Die Konstruktion solcher Diagramme bietet auch den Vorteil, dass man Fehlein in den beobachteten oder berechneten Werten leicht auf die Spur kommt, denn wie man sieht, der Zug der Linien muss dieselben sogleich aufdecken und selbst geringe Unregelmassigkeiten mussen dem Auge storend entgegentieten

Naheres uber diese Darstellungsmethode findet man in dem zitierten Artikel von F Erk und bei Vogler, „Anleitung zum Entwerfen graphischer Tafeln" (Berlin 1877), sowie in H Scotts Elementary Meteorology (London 1883, Anhang)

Der Name „Isoplethen", der eigentlich Kurven gleicher Zahlenwerte bedeutet, was ja auch z. B. die Isothermen u. s. w. sind, wird nur auf diese Darstellungsmethode angewendet. Dieselbe wird im folgenden auch bei anderen meteorologischen Elementen Anwendung finden.

Drittes Kapitel.

Der jährliche Gang der Temperatur.

Einleitung. 1. Begriff und Ableitung von Temperaturmitteln. Die Natur vieler meteorologischer Aufgaben bringt es mit sich, dass man sich nicht mit der Verwendung einzelner, wenn auch etwa zu gleicher Zeit abgelesener Lufttemperaturen begnügen kann, sondern dass man sich eines durchschnittlichen Wärmemasses für längere Zeiträume bedienen muss. Solche mittlere Temperaturen müssen aber zunächst gleichartig gebildet werden, so dass dieselben unmittelbar vergleichbar sind, und überdies eine natürliche und einfache Definition gestatten. Das natürlichste und einfachste Temperaturmittel ist das (wahre) Tagesmittel der Temperatur, welches dann weiter zur Bildung von Mitteln für längere Zeiträume (Pentaden, Dekaden, Monats- und Jahresmittel) Verwendung finden kann.

Die Aufgabe, die Temperaturverhältnisse der ganzen Erdoberfläche zu untersuchen und darzustellen, macht es unabweislich, die einzelnen Temperaturablesungen in zweckmässiger Weise zu grossen Gruppen zu vereinigen. Kein menschlicher Verstand wäre fähig, bei Aufgaben, welche grössere Teile der Erdoberfläche und der Atmosphäre umfassen, mit den Einzelbeobachtungen zu operieren. Man kann auch nicht die Beobachtungen zu einer bestimmten Tagesstunde, etwa um 9^h morgens, wie es Quetelet für Belgien gethan hat, zu einem vergleichbaren Wärmemass für Orte verschiedener Lage verwenden wollen, da in verschiedenen Klimagebieten die Temperatur der gleichen Tagesstunde in einem recht verschiedenen Verhältnis zu dem Temperaturausmass steht, welches dem Orte zukommt.

So verhält sich z. B. die Temperatur um 9h morgens zu der mittleren Temperatur des ganzen Tages in folgender Weise. Sie ist im Januar zu kalt um 0.4° zu Brüssel und Utrecht, um 1° ca. zu Tiflis, am Amu Daria und zu Peking, um 1.5° zu Barnaul, Turin, Madrid; sie ist im Juli zu warm um 0.4° zu Madrid und Kasan, um 0.7 bis 0.9 zu Brüssel, Helsingfors, Barnaul, um 2° zu Utrecht, um 2.8° zu Nukuss (am Amu Daria), dagegen sogar zu kalt um 0.2 zu Turin und Tiflis. Also dieselbe Tagesstunde kann im gleichen Monate selbst an Orten unter nahe gleicher Breite zugleich um 0.2 zu kalt und um 2.8° zu warm sein.

Ähnlich verhalten sich andere Tagesstunden. Am konstantesten im täglichen Temperaturverlauf ist noch die Temperatur zwischen 8—9h abends sowohl in den verschiedenen Jahreszeiten, als auch an verschiedenen Orten; am veränderlichsten nach Ort und Zeit sind frühe Morgenstunden.

Daraus ergiebt sich die Notwendigkeit, mit mittleren Tagestemperaturen zu rechnen.

2. Wahre Tagesmittel der Temperatur. Es ist üblich geworden, das Mittel aus 24 stündigen Temperaturablesungen (oder entsprechenden Reduktionen der Thermographenkurven) wahre Tagesmittel zu nennen. Die Kenntnis des täglichen Wärmeganges führt dann weiter dazu, auch aus weniger zahlreichen Beobachtungen solche wahre Tagesmittel ableiten zu können, andernfalls müssten ja die wahren Temperaturmittel sehr spärlich bleiben. Es ist aber wohl im Auge zu behalten, dass die folgenden Regeln zur Ableitung solcher wahrer Temperaturmittel nur auf Mittel aus längeren Zeiträumen (zumeist auf Monatsmittel) mit Erfolg Anwendung finden können, keineswegs auf die einzelnen Tage selbst, denn diese Regeln stützen sich auf den mittleren täglichen Wärmegang, der durchaus nicht jeden Tag in Erscheinung tritt. Die einzelnen Tagesmittel, wenn sie wie gewöhnlich nur aus drei Temperaturablesungen im Tage gebildet werden können, müssen mehr

oder weniger von wahren Tagesmitteln abweichen, so oft der Temperaturverlauf ein unregelmassiger ist, die drei Beobachtungstermine mogen noch so zweckmassig gewahlt sein

Strenge genommen erhalt man die wahre mittlere Tagestemperatur aus den Aufzeichnungen der Thermographen, indem man den Flacheninhalt der taglichen Temperaturkurven z B. mittelst eines Planimeters bestimmt, und durch Division mit der Lange der Grundlinie die mittlere Ordinate oder die Hohe des Rechteckes bestimmt, dessen Grundlinie die Tageslange ist Solche Messungen haben ergeben, dass es in der That genugt, nur 24 aquidistante Ordinaten der Temperaturkurve abzumessen und deren Mittel zu nehmen[1]) Stundliche Beobachtungen genugen also, die wahre mittlere Temperatur auch einzelner Tage zu erhalten, zweistundliche wohl auch noch in den allermeisten Fallen

Wie hat man die Beobachtungstermine zu wahlen, um mit moglichst wenigen Temperaturablesungen am Tage zur Kenntnis der mittleren Tagestemperatur eines langeren Zeitraumes zu gelangen?

Die Beantwortung dieser Frage wird dadurch erschwert, dass man in der Praxis auch darauf Rucksicht zu nehmen hat, dass keiner dieser Beobachtungstermine in die eigentlichen Nachtstunden fallt, ja selbst sehr fruhe Morgenstunden und spate Abendstunden thunlichst vermieden werden

Andererseits muss aber auch verlangt werden, dass einer der Beobachtungstermine in die Nahe des taglichen Temperaturminimums, der andere in die Nahe des taglichen Temperaturmaximums verlegt werde, weil dies die am meisten charakteristischen Punkte der taglichen Warmekurve sind

Entspricht das Mittel der Temperaturablesungen zu einigen wenigen Tageszeiten nicht vollig dem wahren Tagesmittel, wie dies immer der Fall sein wird, so sollen die Abweichungen vom wahren Mittel doch moglichst geringfugig und das Jahr hindurch nahe die gleichen bleiben

Zum Behufe der Feststellung hierzu geeigneter Beobachtungstermine bildet man die Abweichungen der Stundenmittel vom Tagesmittel fur jene Orte, von welchen mehrjahrige stundliche Temperaturablesungen oder Registrierungen vorhanden sind, und wahlt die Beobachtungsstunden so, dass die Summe der Abweichungen moglichst nahe Null wird und zugleich die obigen Bedingungen erfullt werden

Derartige Tabellen, enthaltend die Darstellung des taglichen Ganges der Temperatur in jedem Monate fur verschiedene Orte in Form von Abweichungen der Stundenmittel vom Tagesmittel, hat zuerst H W Dove gegeben[2]), seine Sammlung findet sich wiederholt in E E Schmid, Lehrbuch der Meteorologie, S 270—322, die neuesten Tabellen uber den taglichen Warmegang, kritisch gesichtet, finden sich bei H Wild (Temperaturverhaltnisse des Russischen Reiches, Petersburg 1881), doch bedurfen dieselben jetzt schon wesentlicher Erganzungen [3])

---

[1]) Das 24stundige Mittel soll so gerechnet werden, dass es sich auf den vollen Tag bezieht, also aus 25 Ordinaten, von denen die erste und letzte jede mit halbem Gewicht in Rechnung gestellt werden, also

$$24\text{stundiges Mittel} = (\tfrac{1}{2}0 + 1a + 2a + 3a + \quad + 10p + 11p + \tfrac{1}{2}12p) \; 24$$

[2]) Die täglichen Veränderungen der Temperatur der Atmosphare Abhandlungen der Berliner Akademie aus den Jahren 1846 und 1856

[3]) Der erste Teil des grossen Werkes von Wild, S 1—175, ist dem täglichen Warmegange gewidmet, die Tabellen stehen aber im Anhange, p I—LXVIII S a Jelinek, Tägliche Anderung der Temperatur in Österreich Wiener Denkschriften B XXVII 1866 — Köppen, Tafeln zur Ableitung der Mitteltemperatur Wild, Rep f Met T III No 7 1873 Koppen hat auch die Korrektionen fur gewisse Terminkombinationen geographisch angeordnet, was interessante Vergleiche ermoglicht — G Hellmann, Die tagliche Veranderung der Temperatur in Norddeutschland Berlin 1875 — Fr Erk, Die Bestimmung wahrer Tagesmittel der Temperatur Abhandl d k bayr Akademie B XIV Munchen 1883 — Die reichste Sammlung von Tabellen uber die täglichen Temperaturanderungen in Indien findet man in zwei Quartbänden Indian Met Memoirs Vol V 1892 bis 1895 (525 S) und Vol IX 1895—1897 (638 S) The diurnal variation of atmospheric conditions in India 27 Stationen von Leh im Norden bis Trichinopolis im Suden, Rangun im Osten und Aden im Westen — Man beachte auch P Schreiber, Herleitung wahrer Tagesmittel der Lufttemperatur aus drei- oder viermaligen Beobachtungen Met Z B XXIII 1888 S 259

Der folgende Auszug aus zwei solchen Tabellen bloss für einen Sommermonat giebt Fingerzeige, wie sich dieselben zur Wahl passender Beobachtungstermine benutzen lassen, und zeigt zugleich, dass eine solche Tabelle auch für Orte, von welchen keine stündlichen Beobachtungen vorliegen, die aber der Lage nach mit dieser Station nahe übereinstimmen, zur Korrektion der Temperaturmittel aus wenigen Tagesbeobachtungen auf wahre Mittel benutzen lassen.

Täglicher Gang der Temperatur im Juli in Wien und in Berlin in Abweichungen der Stundenmittel vom Tagesmittel.

Zeit	Wien	Berlin	Zeit	Wien	Berlin	Zeit	Wien	Berlin	Zeit	Wien	Berlin
Mittn.	—2.3	—2.1	6 a	—3.3	—3.2	Mittg.	2.7	2.7	6 h p	2.5	2.5
1	—2.7	—2.6	7	—2.0	—2.1	1	3.4	3.2	7	1.5	1.8
2	—3.2	—3.0	8	—0.8	—0.9	2	3.8	3.3	8	0.3	0.7
3	—3.6	—3.4	9	0.4	0.3	3	4.0	3.3	9	—0.6	—0.2
4	—3.9	—3.7	10	1.3	1.2	4	3.8	3.2	10	—1.2	—0.9
5	—3.9	—3.7	11	2.1	2.0	5	3.3	3.0	11	—1.8	—1.7

Wien, Hohe Warte, ausserhalb der Stadt: Berlin, landwirtschaftliche Hochschule.

Man wird zunächst bemerken, dass selbst nur zwei äquidistante Beobachtungen im Tage genäherte richtige Temperaturmittel geben, namentlich 9 h a und 9 h p; 10 h a und 10 h p; 11 h a und 11 h p; aber die Korrektionen ändern sich erheblich im Laufe des Jahres und man bliebe in Unkenntnis über die Wärmeextreme. Das Mittel aus (6 h + 2 h + 10 h) : 3 giebt für Wien eine Abweichung von nur —0.2°, ähnlich in anderen Monaten. Diese drei Beobachtungstermine sind auch äquidistant, was ein grosser Vorzug ist. Sie waren früher in Russland, Preussen und Österreich eingeführt. Da die frühe Morgen- und späte Abendstunde für die Beobachter unbequem ist, hat man sie verlassen und die Ablesetermine 7 h a, 2 h p (oder 1 h) und 9 h p gewählt. Es sind dies die sog. Mannheimer Stunden[1]), die auch im Beobachtungsnetz der Smithsonian Institution in den Vereinigten Staaten eingeführt worden waren. Jetzt sind diese Beobachtungszeiten in Russland, Österreich, der Schweiz, einigen deutschen Staaten, sowie in Argentinien eingeführt. Das einfache Mittel (7 h + 2 h + 9 h) : 3 ist für Wien im Juli um 0.4° zu hoch und so auch anderwärts. Man bildet deshalb das Mittel so, dass man der Ablesung um 9 h abends das doppelte Gewicht giebt (nach Vorgang von Kämtz) und (7 h + 2 h + 9 h + 9 h) : 4 nimmt. Dieses Mittel ist z. B. für Wien im Juli nur mehr um 0.15° zu hoch. Diese Berechnung hat noch den Vorteil, dass, weil die Ablesung um 9 h abends (hohe Breiten ausgenommen) am wenigsten durch Strahlungseinflüsse auf die Thermometer beeinflusst wird, man auch den Einfluss einer etwas ungünstigen Aufstellung der Thermometer möglichst beschränkt[2]), zudem steht um 9 h abends das ganze Jahr hindurch die Temperatur dem Tagesmittel nahe.

Um es den Beobachtern noch bequemer zu machen, hat man auch die Termine 8 h a, 2 h p und 8 h p gewählt (Beobachtungssystem der deutschen Seewarte, Bayern, Sachsen), doch gelingt es nicht, aus diesen Terminen gute Temperaturmittel abzuleiten, die darauf gerichteten Bemühungen sind vergebliche geblieben.[3]) Die Temperatur um 8 h morgens hat ja recht verschiedene Abweichungen vom Tagesmittel im Sommer und im Winter und die ganze Kombination repräsentiert überhaupt nur die Temperatur des Tages, die nächtliche Abkühlung bleibt ganz ausgeschlossen. Das Mittel (8 + 2 + 8) : 3 ist in Wien (Berlin) 1.1 zu warm im Juli, und nimmt man bloss (8 + 8) : 2, so erhält man ein Mittel, dass für München z. B. im Februar, März und Oktober um mehr als 0.8° zu niedrig, im Juni und Juli um 0.2 bis 0.3° zu hoch ist — für Barnaul sind diese Abweichungen sogar —1.3 und +0.2. Viele Vorteile gewährt die Ablesung der Extremthermometer oder der sog. Maximum- und Minimumthermometer, welche auch bei einer nur einmaligen Ablesung am Tage die höchste und tiefste Temperatur des Tages liefern. Das Mittel (Maximum + Minimum) : 2 entfernt sich im Durchschnitt in allen Klimaten nur um einige Zehntel Grade vom wahren Tagesmittel. Diese Beobachtungsmethode hat deshalb grosse Verbreitung gefunden, namentlich in allen wärmeren Ländern.

Die Benutzung der Maximum-Minimumthermometer ist aber zwei erheblichen und oft unkontrollierbaren Fehlerquellen unterworfen. Die eine besteht darin, dass diese Instrumente leicht in Unordnung kommen, die Indices falsche Angaben liefern, ohne dass man dies gewahr wird, die andere liegt darin, dass es äusserst schwierig ist, das Maximumthermometer so aufzustellen, dass es zu keiner Zeit des Tages den Einflüssen der Sonnenstrahlung unterliegt. Die Temperaturmittel aus den täg-

---

[1]) Die Mannheimer Akademie hatte schon 1781 unter den Auspizien des Kurfürsten Karl Theodor ein Beobachtungsnetz gegründet, welches 37 Stationen in ganz Europa und ausserdem noch eine Station (Godthaab) in Grönland und zwei in Nordamerika umfasste. Die vereinbarten Beobachtungstermine waren 7 h, 2 h, 9 h. Die eingelaufenen Beobachtungen der Jahre 1781 bis 1792 sind in extenso in 12 grossen Quartbänden unter dem Titel „Ephemerides societatis meteorologicae Palatinae" veröffentlicht worden.

[2]) Man soll aber nicht die einzelnen Tagesmittel auf diese Weise berechnen, weil es in einzelnen Fällen nicht zweckmässig ist, einer einzigen Ablesung ein doppeltes Gewicht zu geben. Es kann z. B. im Sommer abends um 9 h gerade ein Gewitter niedergehen, oder ein Sturm eintreten und grosse Abkühlung bringen. Man berechne die Monatsmittel für jeden der Termine 7 h, 2 h a und 9 h und bilde daraus erst das Monatsmittel nach obiger Regel. Am bequemsten und sichersten rechnet man so: man nimmt das Mittel aus 7 h und 2 h und bildet dann aus diesem und der Temperatur um 9 h ein Mittel, was auch leicht im Kopfe erfolgen kann.

[3]) S. Leyst in Wilds Rep. f. M. XV. No. 3 und Met. Z. 1892. Littb. S. 82—84.

lichen Extremen erheischen deshalb stets eine sorgfältige Kritik Man soll die Extremthermometer zu Zeiten ablesen, zu denen die Extreme in der Regel nicht eintreten [1])

Die accessorische Benutzung der Maximum- und Minimumthermometer gestattet auch die Wahl von Beobachtungsterminen, welche sonst zur Temperaturbestimmung nicht geeignet sind, wie namentlich 9h a und 9h p m oder selbst 8h a, 2h und 8h p

Zusammenstellung der gebräuchlichsten Kombinationen von Beobachtungsterminen.

6^h a, 2^h p und 10^h abends

7^h a, 2^h p, 9^h abends, oder 7^h a, 1^h p, 9^h abends

Monatsmittel zu bilden aus $(7^h + 2^h + 9^h + 9^h)$ 4.

Auch das Temperaturmittel $(8^h + 2^h + 10^h + 10^h)$ 4 liefert gute Resultate

$(8^h a + 2^h p + 8^h p + \text{Min})$ 4, deutsche Seewarte, Bayern

$(9^h a + 3^h p + 9^h p + \text{Min})$ 4, englische Stationen

$(9^h a + 9^h p + \text{Max} + \text{Min}) . 4$, in Italien üblich

$(\text{Max} + \text{Min}) . 2$

Die derart berechneten Temperaturmittel sind dann aber noch nach dem bekannten täglichen Wärmegang einer unter nahe gleicher Breite im gleichen Klimagebiet (Land oder Seeklima, Thallage oder freie Höhenlage u s w) gelegenen Hauptstation auf wahre Tagesmittel zu reduzieren (nach den Tabellen in Schmid, bei Wild, Jelinek, Erk u s w)

Die Temperaturmittel aus den täglichen Extremen sind zumeist das ganze Jahr hindurch (Hochsommer an manchen Orten ausgenommen) ziemlich gleichmässig um 0 3° bis 0 5° zu hoch

Es kann nicht genug davor gewarnt werden, die Mittel aus zu viel Tagesbeobachtungen zu bilden, wie dies früher in Italien, auch in Spanien, namentlich an Sternwarten, üblich war, die Vermehrung der Aufzeichnungen bei Tage verschlechtert nur die Mittel Die Temperatur von Mailand, Rom, Madrid wurde aus diesem Grunde früher um mehr als 1° zu hoch angegeben Das Mittel aus 9h, Mittg, 3h, 6h, 9h ist in Italien fast um 2° zu hoch

Man soll in wissenschaftliche Abhandlungen und Werke keine Temperaturmittel aufnehmen, deren Ableitung man nicht kennt, oder sie mindestens als solche deutlich kennzeichnen

Monats- und Jahresmittel der Temperatur Das Bestreben, den Ergebnissen der meteorologischen Aufzeichnungen eine leichtere Übersichtlichkeit und Vergleichbarkeit zu sichern, führt zur Bildung von Mittelwerten für längere Zeiträume, als es der Tag ist, und als die natürlichsten Zeitabschnitte bieten sich hierzu dar die bürgerlichen Monate und das Jahr Das Jahresmittel wird wohl durchgehends aus den 12 Monatstemperaturen gebildet, genauer wäre es, dasselbe aus den 365 Tagesmitteln abzuleiten [2])

---

[1]) S Leyst, Einfluss der Ablesungstermine der Extremthermometer Wild, Rep f Met B XIII No 2 Am günstigsten ist es, das Maximumthermometer um 7h morgens, das Minimumthermometer um 1h oder 2h nachmittags abzulesen

[2]) Es ist leicht einzusehen, dass das direkt aus den Mitteln für die bürgerlichen Monate, statt aus den genauen Jahreszwölfteln abgeleitete Jahresmittel der Temperatur auf der nördlichen Halbkugel etwas zu niedrig ausfallen muss, weil dem Mittel des Februar aus 28 Tagen bloss dabei das gleiche Gewicht gegeben wird, wie jenen der Monate mit 31 und 30 Tagen, auf der südlichen Halbkugel fallen aus gleichem Grunde die Jahresmittel etwas zu hoch aus Der Fehler ist demnach ein systematischer, aber er ist sehr unbedeutend Buys Ballot hat oft empfohlen, dem Februar für die met Mittelbildung noch den 31 Januar und den 1 März beizuzählen, damit wäre die Gleichheit der Monate einigermassen erreicht Die internationalen Meteorologenkongresse haben sich aber nicht entschliessen können, die genaue Berechnung der Jahresmittel zu empfehlen, weil die Wahrscheinlichkeit einer allgemeinen Durchführung zu gering, dagegen die allgemeine Übereinstimmung wichtiger erschien Man kann auch jederzeit hinterher aus dem Mittel für die bürgerlichen Monate das genaue Jahresmittel sich herstellen, und zwar nach der folgenden Regel Man addiere die Temperaturmittel der Monate mit 31 Tagen, und multipliziere diese Summe mit 31, dann addiere man gleicherweise die Mitteltemperaturen der übrigen fünf Monate, multipliziere die Summe mit 30, ziehe davon das zweimal genommene Temperaturmittel des Februar ab, addiere diese korrigierte Summe zur früheren und dividiere dann durch 365, so hat man

Die mittleren Temperaturen der zwölf Monate bilden zumeist auch die Grundlage für die Untersuchungen des jährlichen Wärmeganges. Wo man über langjährige Beobachtungen verfügen kann, wird es thunlich, diese Untersuchungen auch auf Grundlage der Mittel kürzerer Zeiträume durchzuführen und so auch gewisse Besonderheiten und Details in der Wärmezu- und abnahme festzustellen, welche in den Monatsmitteln bereits ausgeglichen erscheinen. Diese kürzeren Zeiträume sind entweder Mittel von zehn Tagen (Dekaden) oder von fünf Tagen (Pentaden) oder die Tagesmittel selbst. Wegen der sehr grossen Veränderlichkeit der Temperatur eines bestimmten Tages in den verschiedenen Jahrgängen lohnt es sich nur dann, den Verlauf der Tagesmittel zu untersuchen, wenn man sehr langjährige Temperaturaufzeichnungen verwenden kann.

Der jährliche Wärmegang in den unteren Schichten der Atmosphäre steht in einer weniger auffallenden direkten Beziehung zum jährlichen Gange der Temperatur in der festen oder flüssigen Erdoberfläche, als dies beim täglichen Gange der Fall ist. Im Grunde aber ist es auch hier die Unterlage, welche einerseits durch ihre grössere Erwärmungsfähigkeit, Absorption der Sonnenstrahlung, andererseits durch ihre stärkere Wärmeausstrahlung oder auch langsamere Abkühlung, die Wärmezunahme der Lufttemperatur bei wachsender Tageslänge und deren Abkühlung bei Abnahme derselben in erster Linie bestimmt, wenngleich sekundäre Einflüsse beim jährlichen Wärmegange eine grössere Rolle spielen als beim täglichen Gange.

I. Der jährliche Gang der Temperatur an der festen Erdoberfläche.

Die mittlere Temperatur der Bodenoberfläche ist an den meisten Orten das ganze Jahr hindurch höher als die Temperatur der untersten Luftschichten, nur wo der Boden im Winter mit Schnee bedeckt ist, kann er auch im Tagesmittel abkühlend auf die untersten Luftschichten einwirken. Sowie die Tageslänge zunimmt, speichert der feste Erdboden in seinen obersten Schichten eine solche Wärmemenge auf, dass er für die unteren Luftschichten direkt, für die höheren durch die Konvektionsströmungen zur wichtigsten Wärmequelle wird und auch auf den jährlichen Wärmegang in der Luft fast ebenso bestimmend einwirkt, wie wir dies für den täglichen Wärmegang nachgewiesen haben. Die Nebeneinanderstellung der mittleren Monatstemperaturen der Bodenoberfläche und der Lufttemperatur liefert hierfür den Nachweis.

Unterschiede im jährlichen Gang der Bodentemperatur und der Lufttemperatur.

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
Pawlowsk (1891—1895). 59° 41' nördl. Br.												
Natürliche äussere Bodenfläche (Schnee oder Rasen)												
—10.3	—10.3	—6.1	2.0	12.3	17.4	19.4	15.7	9.2	3.5	—2.5	—6.7	3.62
Lufttemperatur in 3.2 m												
—10.2	—10.0	—4.5	2.0	9.1	13.4	15.9	13.8	8.7	4.0	—2.0	—6.4	2.81
Differenz (Boden — Luft)												
—0.1	—0.3	—1.6	0.0	3.2	4.0	3.5	1.9	0.5	—0.5	—0.5	—.03	0.81

das genaue Jahresmittel. So erhält man z. B.: Paris, Park St. Maur, Mittel der 12 Monate 9.942, genau gerechnet 9.976, Differenz +0.034; Wien, Stadt, Mittel der 12 Monate 9.717, genau 9.767, Differenz +0.050; Jakutsk, rohes Jahresmittel —11.150, genau berechnetes —11.005, Differenz +0.145. Der Fehler ist natürum so grösser, je grösser die Differenz der extremen Monatstemperaturen. Dieselben betragen: Paris 15.9, Wien 21.7, Jakutsk 61.6°. Dividiert man durch diese Zahlen die obigen Differenzen, so erhält man einen Faktor, der zur leichten Beurteilung des Fehlers der gewöhnlichen Berechnung der Jahresmittel dienlich ist. Derselbe beträgt im Mittel bei einer Jahresschwankung über 30° etwa 0.0025, unter 20° etwa 0.0020; die Fehler betragen also ungefähr $^{2}/_{1000}$ der Jahresschwankung.

Vom Oktober an wirkt in dieser hohen Breite der Boden abkühlend auf die Luft, im März ist dieser Einfluss der Schneedecke am grössten. Dann erwärmt sich der Boden rasch, die Luft folgt der Bodenwärme langsam nach, das Maximum der Bodenwärme tritt schon zu Anfang Juli ein, das Maximum der Lufttemperatur erst Ende Juli [1]).

In niedrigen Breiten, ohne Schneedecke im Winter, ist die mittlere Temperatur der Bodenoberfläche das ganze Jahr hindurch höher als die Lufttemperatur, der Wärmeüberschuss des Bodens erreicht im Sommer hohe Beträge, und selbst noch im Jahresmittel zu Nukuss und Tiflis 4.3° und 3.6°, zu Allahabad in Oberindien (Boden in 0.012 m gegen Luft) 2.4° [2]).

Im Mittel der erstgenannten zwei Stationen in einem trockenen Klima unter 42° nördl. Br. sind die Differenzen folgende:

Bodenoberfläche — Luft unter 42° nördl. Br. (Nukuss, Tiflis.)

Jan.	Feb.	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
1.1°	2.0°	2.7°	3.1°	5.0°	7.5°	7.8°	7.7°	5.6°	3.0°	0.7°	0.2°

Ein derartig grosser Unterschied der Temperatur der Bodenoberfläche gegen die Temperatur der aufliegenden Luftschichten muss auf die Höhe und den Gang der Luftwärme bestimmend einwirken. Der jährliche Gang der Intensität der Sonnenstrahlung bestimmt den Gang der Luftwärme durch Vermittelung der Bodentemperatur [3]).

Die Wärmebewegung in den oberen Schichten der festen Erdoberfläche. Mit der zunehmenden Tageslänge im Frühlinge giebt die oberste Bodenschicht bis zu ca. 1 m Mächtigkeit, in der sich die täglichen Wärmeänderungen abspielen, nicht mehr die ganze von ihr tagsüber absorbierte Sonnenstrahlung durch Wärmeleitung und -strahlung wieder an die Atmosphäre ab, sondern es bleibt jeden Tag und zwar ein stets zunehmender Wärmerest in dieser Schicht, und deren Temperatur steigt wie die obigen Monatsmittel und die folgende Fig. 13 anzeigen. Es stellt sich nun ein Temperaturgefälle nach abwärts und damit eine Wärmeströmung

---

[1]) Eine nackt gehaltene Bodenoberfläche (Sandoberfläche) zeigt wenig Temperaturunterschied gegen die natürliche. Natürliche — Sandoberfläche: Oktober bis Februar —0.16°, März und April —2.4, Mai 0.0, Juni und Juli 0.6, August und September 0.2. H. Wild, Über die Differenzen der Bodentemperaturen mit und ohne Vegetation resp. Schneedecke. Mem. d. Petersburger Akad. VIII. Ser. T. V. 1897.

[2]) Die heftigen Regen erniedrigen dort die Bodentemperatur in der Regenzeit. S. A. Hill in Indian Met. Memoirs Vol. IV. Ground Temp. Observ. at Allahabad.

[3]) Die den obigen Differenzen zu Grunde liegenden Beobachtungsergebnisse sind:

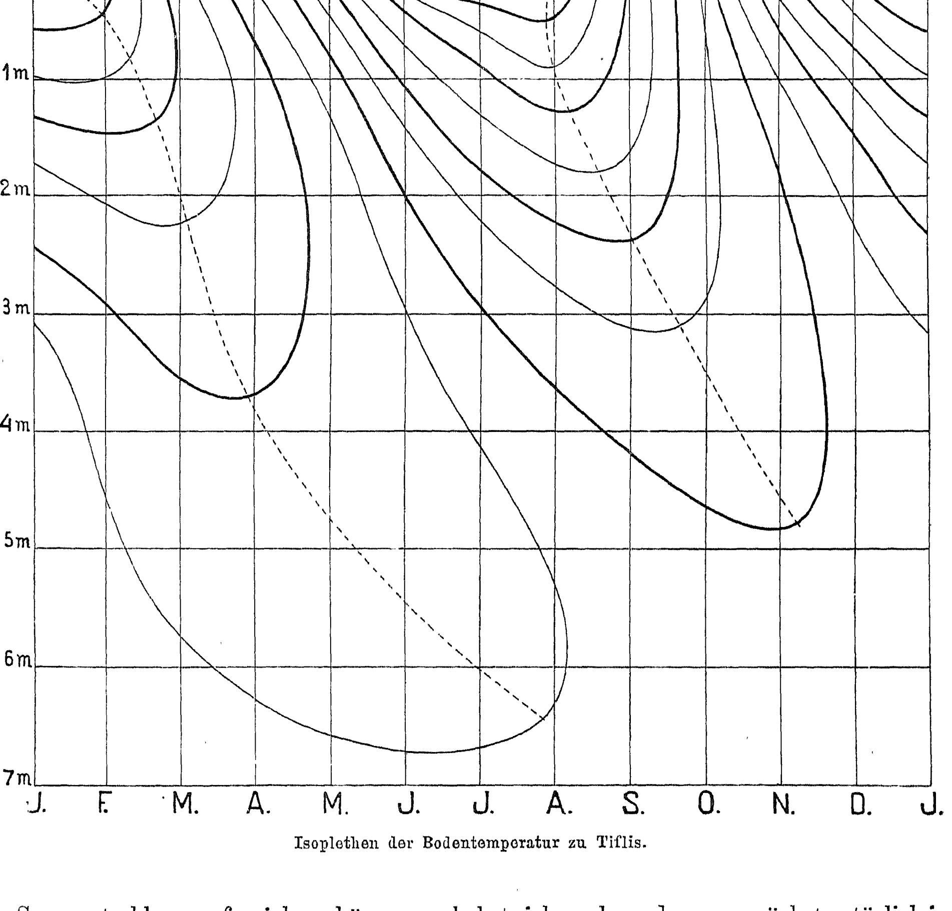
Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
Nukuss (am Amu Darja) 42° 27′ nördl. Br. 1 Jahr. Bodenoberfläche												
—1.7	—2.7	5.3	16.8	25.4	30.5	34.7	31.7	25.8	11.4	6.1	1.7	15.1
Lufttemperatur in 1.5 m												
—3.5	—5.6	2.7	14.0	19.7	22.5	26.4	23.3	18.8	7.1	5.3	0.8	11.0
Tiflis 41° 43′ nördl. Br. 5 Jahre. Bodenoberfläche												
0.4	3.1	9.3	13.8	21.1	28.8	31.3	31.8	23.7	16.3	7.9	3.1	15.9
Lufttemperatur in 2.9 m												
—0.4	1.6	6.6	10.5	16.4	21.6	23.8	24.4	18.8	13.9	7.2	3.3	12.3

In den obigen Differenzen wurde der längeren Beobachtungsreihe von Tiflis das doppelte Gewicht gegeben.

Die absoluten Extreme der Bodentemperatur zu Nukuss erreichen im Sommer regelmässig 63 bis über 67°. Die mittlere Temperatur der untersten Luftschichten ist auch im Winter niedriger als die mittlere Bodentemperatur, weil für sie die nächtliche Erkaltung des Bodens bestimmend ist. Die Erwärmung bei Tag vom Boden her erstreckt sich bis zu grösseren Höhen, auf eine mächtigere Luftmasse, die nächtliche Erkaltung nur auf eine dünne Bodenschicht. Das Temperaturmittel der letzteren fällt deshalb niedriger aus, als es der gesamten Wärmezufuhr vom Boden her entsprechen würde.

gegen das Erdinnere ein. Dieselbe erfolgt auf dem Wege der Wärmeleitung und es hängt nur von der Andauer der Wärmezunahme in den oberen Bodenschichten und von der Grösse der Wärmeleitungsfähigkeit des Bodens ab, bis zu welcher Tiefe sich die Wärmeströmung merklich machen kann. Tritt dann bei abnehmender Tageslänge in den oberen Schichten wieder eine Abkühlung ein, indem dieselben durch Leitung und Strahlung mehr Wärme verlieren, als sie tagsüber von der

Fig. 13.



Isoplethen der Bodentemperatur zu Tiflis.

Sonnenstrahlung aufspeichern können, so kehrt sich auch, und zwar zunächst natürlich in den obersten Bodenschichten, das Temperaturgefälle wieder um und damit auch der Wärmefluss, der sich nun zunächst hier nach auswärts richtet. Diese Umkehr pflanzt sich dann langsam nach rückwärts in die tieferen Schichten fort und erreicht dieselben erst, wenn in den obersten Bodenschichten schon wieder eine Wärmezunahme eintritt und das Temperaturgefälle sich wieder nach abwärts gegen das Erdinnere kehrt. Es strömt ebenso viel Wärme in der einen Jahreshälfte in den Boden ein,

als in der anderen wieder nach aussen abfliesst, so dass nach Ablauf des Jahres im Boden im Mittel kein Wärmerest zurückbleibt (wenn wir von dem Wechsel wärmer und kalter Jahrgänge absehen, oder von etwaigen Perioden in der Intensität der Sonnenstrahlung).

Die auf diese Weise entstehende eigentümliche Wärmeverteilung im Erdboden bis zu jener Tiefe, wo die niedrigste Temperatur im Laufe des Jahres erst dann eintritt, wenn an der Oberfläche schon wieder das Maximum erreicht wird, veranschaulicht die Fig. 13 (S. 79), die nach 5 jährigen (1891/1895) Beobachtungen zu Tiflis in acht verschiedenen Tiefen konstruiert worden ist[1]. Sie stellt zugleich die vertikale Temperaturschichtung in einer gegebenen Zeit dar, sowie den jährlichen Wärmegang in einer bestimmten Tiefe. Die Linien verbinden jene Punkte des Erdbodens, in denen zu verschiedenen Zeiten des Jahres die gleiche Temperatur anzutreffen ist. Ihre Zahl und ihr Abstand längs einer Vertikalen ist ein Mass für das Temperaturgefälle zur betreffenden Zeit. Wo diese Linien gegen die Oberfläche senkrecht stehen, hat der Wärmefluss in den oberen Schichten aufgehört. Diese Zeiten markieren den Übergang von der einwärts gerichteten zur auswärts gerichteten Wärmebewegung und umgekehrt[2].

Verfolgen wir den Verlauf der Linien in verschiedenen Tiefen, so sehen wir, dass ihre Anzahl mit zunehmender Tiefe immer mehr abnimmt, d. h. die Temperaturänderungen im Laufe des Jahres werden immer kleiner, während sich zugleich der Eintritt der gleichen Temperatur gegen jenen in der Oberfläche immer mehr verspätet[3].

Die Abnahme der jährlichen Temperaturschwankung mit der Tiefe zu Tiflis zeigen die folgenden Zahlen, welche die Unterschiede zwischen der Temperatur des wärmsten und kältesten Monates angeben. Die extremen Monate sind mit römischen Ziffern bezeichnet (I = Januar etc.)

Mittlere Extreme der Bodentemperatur in Tiflis

Tiefe	Luft	0.01	0.20	0.40	0.84	1.65	3.26	3.99	6.47 m
Kältest. Mon.	—0.4 I	0.6 I	1.6 I	2.9 I	5.5 II	8.3 II	11.9 IV	12.5 IV	13.8 VI u. VII
Wärmst. „	24.4 VIII	33.1 VIII	30.7 VIII	28.9 VIII	26.2 VIII	22.2 VIII	17.7 X	16.5 X	15.3 XII
Schwankung	24.8	32.5	29.1	26.0	20.7	13.9	5.8	4.0	1.5
Jahresmittel	12.3	16.3	15.7	15.4	15.3	15.1	14.7	14.5	14.5
Mittlere (absolute) Jahresextreme									
Maximum	35.4	64.3	37.7	31.5	27.2	22.8	17.9	16.6	15.3
Minimum	—10.5	—8.4	—0.9	1.5	4.6	8.1	11.8	12.5	13.7
Schwankung	45.9	72.7	38.6	30.0	22.6	14.7	6.1	4.1	1.6

Man sieht, dass die jährliche Wärmeschwankung im Erdboden anfangs rasch, dann immer langsamer mit der Tiefe abnimmt. Die Verspätung der Eintrittszeiten der höchsten und niedrigsten Temperatur im Jahre ersieht man am besten in den folgenden, aus den berühmten Königsberger Bodentemperaturbeobachtungen abgeleiteten Daten[4].

Mittlere Eintrittszeiten der Jahresextreme in Königsberg

Tiefe	0	1	2	3	4	5	6	7	$7^1/_2$ m
Maximum	13. Juli	1. Aug.	25. Aug.	15. Sept.	2. Okt.	21. Okt.	9. Nov.	1. Dez.	8. Dez.
Minimum	26. Jan.	24. Febr.	20. März	9. April	23. April	6. Mai	24. Mai	14. Juni	22. Juni

Aus der Theorie der Wärmeleitung ergeben sich für die wichtigsten Erscheinungen der Wärmefortpflanzung nach der Tiefe unter dem horizontalen Erd-

---

[1] Die Bodentemperaturbeobachtungen zu Tiflis gehören zu den besten und verwendbarsten Serien derartiger Beobachtungen, weshalb ich die fünfjährigen Mittel 1891—1895 gebildet und dieselben weiter berechnet habe (s. Anhang).

[2] W. v. Bezold hat gezeigt, dass es zur Bestimmung des jährlichen Wärmeaustausches zwischen Boden und Atmosphäre genügt, wenn man die Temperaturverteilung im Erdboden zu jenen Zeiten des Jahres kennt, zu welchen die Wärmeaufnahme in Abgabe übergeht und umgekehrt, die unter einer gegebenen horizontalen Ebene im Boden enthaltene Wärmemenge ist dann ein Maximal- oder ein Minimalwert. Der Wärmeaustausch an der Erdoberfläche und in der Atmosphäre. Sitzungsberichte der Berliner Akademie. 1892. LIV.

[3] Eine recht instruktive Darstellung des Ganges der Bodentemperatur hat auch van Bebber gegeben in Met. Z. 1893. Bodentemperatur in Hamburg. Mit Tafel.

[4] Nach Diagramm Tafel II. Leyst, Bodentemperatur in Königsberg.

boden die folgenden einfachen Gesetze (Bedingung der strengen Gültigkeit derselben sind paralleler Verlauf der isothermen Flächen und gleiche specifische Wärmeleitungsfähigkeit der Bodenschichten).

Die an der Oberfläche auftretenden periodischen Wärmeänderungen pflanzen sich mit verminderten Amplituden aber mit gleichförmiger Geschwindigkeit nach der Tiefe fort. Die Abnahme der Grösse der Amplituden mit der Tiefe erfolgt nach einer geometrischen Progression, die Differenz der Logarithmen der Amplituden in verschiedenen gleich grossen Tiefenabständen ist konstant. Die Grösse dieser Differenz hängt ab von der Wärmeleitungsfähigkeit des Bodens und von der Dauer der Wärmeschwankung (der Länge der Periode).

Den Tiefen, bis zu welchen sich die Wärmeänderungen der Oberfläche mit einer bestimmten Amplitude fortpflanzen, ist der Quadratwurzel aus der Wärmeleitungsfähigkeit und der Dauer der Periode proportional.[1])

Wenden wir diese Sätze auf die oben mitgeteilten Ergebnisse der Tifliser Bodentemperaturbeobachtungen an:

Tiefe in Meter	0·2	0·4	0·84	1·65	3·26	3·99
Logarithmen d. Amplituden	1·4639	1·4150	1·3160	1·1430	0·7634	0·6020
Differenzen		0·0489	0·0990	0·1730	0·3796	0·1614
pro 1 m		0·2445	0·2250	0·2135	0·2354	0·2211

Man sieht, die Differenz der Logarithmen pro Meter (das sogenannte logarithmische Dekrement) ist ziemlich konstant, im Mittel mit Rücksicht auf die Grösse der Intervalle kann man dasselbe zu 0·2275 annehmen. Nennen wir die Amplitude in einer Tiefe p in Meter A_p, wenn A_0 jene des oberen Horizontes ist,

---

[1]) Ist a die Amplitude an der Oberfläche, so beträgt die Grösse derselben in der Tiefe p, wenn $\varkappa$ die Wärmeleitungsfähigkeit, τ die Dauer der Periode: $a e^{-p\sqrt{\pi/\varkappa\tau}}$, wo e die Basis der natürlichen Logarithmen. Sollen die Amplituden bei verschiedenen $\varkappa$ und τ gleich sein, so muss offenbar $p\sqrt{\pi/\varkappa\tau} = p'\sqrt{\pi/\varkappa'\tau'}$, woraus sich ergiebt: $p : p' = \sqrt{\varkappa\tau} : \sqrt{\varkappa'\tau'}$. Bei gleicher Wärmeleitung, also z. B. in dem gleichen Boden, sind also die Tiefen den Quadratwurzeln aus der Dauer der Periode proportional. Die Tiefe, bei welcher die Amplitude z. B. 0.1^0 wird, ist für die jährliche Periode $\sqrt{365}$ mal grösser als für die tägliche, also 19 mal.

Umgekehrt kann man diese Relation benutzen, um zu berechnen, um wieviel tiefer sich die gleiche Periode in einem Körper von anderer Leitungsfähigkeit fortpflanzt. Die Beobachtungen ergaben z. B., dass im festen Erdboden, bei dem $\varkappa$ etwa = 0.0044, pro Quadratcentimeter und Sekunde, die tägliche Periode in 70 cm Tiefe unmerklich wird. Wie weit pflanzt sich selbe im Wasser fort, das von oben erwärmt wird? Wir haben dann $70 : x = \sqrt{0.0044} : \sqrt{0.00135}$, da 0.00135 die Wärmeleitungsfähigkeit des Wassers ist. x ergiebt sich daraus zu 39 cm. Für die jährliche Periode ist die Tiefe $\sqrt{365}$ mal grösser, also 749 cm. Die tägliche Periode, so weit sie nur durch Leitung fortgepflanzt wird, würde demnach im Wasser nur bis zu 40 cm eindringen, die jährliche etwa bis 7.5 m.

Die Geschwindigkeit v, mit welcher sich die Wärmeänderungen in die Tiefe fortpflanzen, ist $v = 2\sqrt{\pi\varkappa/\tau}$. Das Produkt $v\tau$ ist die Wellenlänge (τ = Dauer der Periode) und entspricht auch der Tiefe, bis zu welcher die periodische Temperaturänderung eindringt. Diese Wellenlänge oder Tiefe ist demnach $2\sqrt{\pi\varkappa\tau}$. Diese Gleichung kann benutzt werden, um direkt die Tiefen zu berechnen, bis zu welchen die Temperaturvariationen der Oberfläche eindringen, oder umgekehrt, wenn diese aus Beobachtungen bekannt sind, um den Wärmeleitungskoëffizienten (den Temperaturleitungskoëffizienten, nicht den kalorimetrischen) zu berechnen.

Die Frage, die in einem vorigen Abschnitt zu beantworten war, nach der Mächtigkeit der Luftschicht, die nur durch Wärmeleitung vom Boden her während der Nacht erkaltet werden kann, erfährt durch obige Gleichung folgende Beantwortung: $\varkappa$ ist für Luft 0.173, für die Dauer der Periode nehmen wir eine Winternacht unserer Breiten von 4 h p bis 8 h am = 16 Stunden = 57600 Sek. Diese Zahlen, in obige Gleichung eingesetzt, liefern 354 cm oder $3^1/_2$ m. Nur bis zu dieser Höhe kann der erkaltete Boden die Luft in der längsten Nacht durch Leitung abkühlen. Im Sommer, bei achtstündiger Dauer der Nacht, nur bis $2^1/_2$ m. In einer dreimonatlichen polaren Winternacht kann die Wärmeleitung bis zu 41 m Höhe wirksam werden.

Ebenso kann man aus obiger Gleichung die Grenze des Eindringens der täglichen und jährlichen Periode, nur durch Leitung, im Wasser berechnen, und kommt dabei zu gleichen Resultaten wie oben.

von dem aus die Tiefe (der Abstand) gemessen wird, so hat man demnach die Gleichung:

$$\log A_p = \log A_0 - 0.2275\, p$$

Mittels dieser Gleichung kann man die Jahresschwankung der Temperatur in jeder Tiefe berechnen. Dieselbe gestattet aber auch die Beantwortung der Frage, in welcher Tiefe die Amplitude der Jahresschwankung unmerklich wird (bei der Leitungsfähigkeit des Bodens in Tiflis). Fragen wir nach der Tiefe, wo die Amplitude 0.1° wird, setzen also $\log A_p = 9.0000$, so erhalten wir für p aus obiger Gleichung, wenn wir für A_0 14.639 einsetzen $p = 10.8$ m, für 0.01°, $p = 15.2$ m, in der Tiefe von 15.4 m werden also im Boden von Tiflis die jährlichen Temperaturschwankungen unmerklich, die Schicht konstanter Bodentemperatur ist erreicht [1]).

Die Tiefe, in welcher die konstante Bodenschicht liegt, hängt von der Grösse der Jahresschwankung der Temperatur an der Erdoberfläche und von der Leitungsfähigkeit des Bodens ab. Im Mittel kann man die Tiefe, in welcher die Jahresschwankung gleich 0.01° wird, in hohen Breiten mit grosser Jahresschwankung zu 25 m, in mittleren Breiten zu 20—15 m annehmen.

Die Geschwindigkeit, mit welcher sich die Wärmeänderungen im Boden von Tiflis fortpflanzen, findet man zu 23.8 Tagen pro Meter oder 4.2 cm pro Tag (in Königsberg 5 cm). Alle Phasen (Maxima und Minima) der Temperatur pflanzen sich (theoretisch) mit gleicher Geschwindigkeit fort.

Da sich die Tiefen, bis zu welchen sich die Wärmeänderungen der Oberfläche mit gleichen Amplituden fortpflanzen, wie die Quadratwurzeln aus der Dauer der Periode der Wärmeschwankung verhalten, so dringt die jährliche Periode 19 mal tiefer ein, als die tägliche, weil $\sqrt{365} = 19.1$. In Tiflis darf man deshalb in einer Tiefe von rund 60 cm (10.8 : 19) nur mehr eine tägliche Amplitude von 0.1°, und in 80 cm von 0.01° erwarten. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der täglichen Periode ist ca. 19 mal grösser als die der jährlichen. Kurz dauernde Temperaturänderungen an der Erdoberfläche dringen trotzdem nicht tief in dieselbe ein. Deshalb vermag der Winterfrost im allgemeinen nicht tief in den Boden einzudringen, nur sehr lange Frostperioden machen sich bis zu grösseren Tiefen fühlbar.

Eindringen des Frostes. Zu Tiflis ist in fünf Jahren der Frost nie bis zu 0.4 m Tiefe eingedrungen, obgleich die Temperaturminima der Luft und der Bodenoberfläche —14° erreicht haben. Zu Brüssel dauerte der Frost 1837—38 zwei Monate und das Temperaturminimum erreichte —20.6°, der Boden fror doch nur bis zu 0.7 m Tiefe. In Wien drang der Frost in dem ausserordentlich strengen Winter 1879—80, wo die Frostperiode vom 15. November bis 12. Februar währte und das Minimum —20.2° erreichte, nicht bis zu 0.8 m Tiefe, obgleich der Boden schneefrei erhalten wurde (Summe der Frostgrade 437, absolutes Minimum in 0.8 m nur 0.2°). In München ist in 1.3 m Tiefe die Temperatur nie unter 2° gesunken, selbst in dem strengen Winter 1879—80. Zu Königsberg dauert im Mittel der Frost in 0.31 m Tiefe vom 29. Dezember bis 28. Februar (61 Tage), in 0.63 m vom 10. Januar bis 8. März (57 Tage), in dieser Tiefe ist aber in 14 Wintern die Temperatur nur in 8 Wintern unter Null gesunken, in 1¼ m Tiefe gar nie mehr (untere Frostgrenze). Zu Pawlowsk (59° 41′) liegt die Frostgrenze in 1.6 m (Leyst). Dies gilt für schneefrei gehaltenen nackten Boden. Eine Rasendecke schützt nach H. Becquerel gegen das Eindringen des Frostes wie eine Erdschicht von 0.5 m. Im Winter 1879—80 drang zu Paris unter nacktem Boden der Frost bis zu 0.6 m Tiefe, im Winter 1890—91 bis 0.73 m, unter Rasen aber nur bis zu 0.3 m. (Compt. Rend. T. CXIII. 483. Okt. 1891.) Eine Schneedecke schützt nach Wild den Boden wie eine Sandschicht von zwei bis dreimal grösserer Mächtigkeit. In Pawlowsk bei Petersburg war im Mittel von fünf Jahren von Dezember bis März inkl. unter einer Schneedecke von 33 cm mittlerer Mächtigkeit die Temperatur der Bodenoberfläche —1.7°, die des nackten Erdbodens aber —7.5, und im Februar war die natur-

[1]) Zieht man auch die grösste Tiefe $p = 6.47$ m in Rechnung, welche mit den geringeren nicht gut stimmt, und rechnet mit korrigierten Amplituden (den Koeffizienten des ersten Gliedes der Sinusreihen, mittelst welcher man die Jahresschwankungen analytisch ausdrücken kann), so findet man den obigen Quotienten = 0.2057, welcher dem für andere Orte gefundenen näher kommt. Siehe die Tabelle XVIII in der Abhandlung von Wild: Die Bodentemperaturen in St. Petersburg und Nukuss. Rep. f. Met. T. VI. No. 4. 1874. S. 73.

liche Bodenoberfläche um 8.9° kälter als die Bodenoberfläche unter der Schneedecke.[1]) Der Wärmeaustausch zwischen Erde und Atmosphäre erfolgt bei Vorhandensein einer Schneedecke von der Oberfläche der letzteren aus. Auf die Bodentemperatur im Sommer hat die Schneedecke keinen Einfluss mehr, der nackte Boden ist in den oberen Schichten bis zu 0.8 m sogar wärmer vom Juni bis August (zu Pawlowsk). (Wild, l. c.)

Zu Mustiala (Finland, 60° 49' nördl. Br.) war der Boden unter der Schneedecke in 1 m Tiefe nie gefroren, trotz einer Mitteltemperatur von —5.6° von Dezember bis März und eines mittleren Minimums von —21.6°, der Frost dringt nur bis zu 0.7 oder 0.8 m vor. Die Schneedecke erhöht die Bodentemperatur, verzögert aber etwas das Auftauen im Frühjahr.[2])

Fast überall hat man die Bodentemperatur bisher unter schneefreiem Boden gemessen, weil die Beobachtungen mehr vom physikalischen Standpunkte aus unternommen worden sind. Unter der Schneedecke ändert sich im Winter fortwährend die relative Tiefe der Thermometer gegen die (veränderliche) Oberfläche.

Bodentemperatur im freien Felde und im Walde.

Einige Beobachtungsergebnisse über den Einfluss des Waldes auf die Bodentemperatur können sich hier anschliessen. Die Bearbeitung der Beobachtungen der Bodentemperatur beim landwirtschaftlichen Institut zu Mustiala in Finland (60° 49' nördl. Br., 23° 47' E. v. Gr.) durch Th. Homén ergeben, dass z. B. in 0.5 m Tiefe die Temperatur im Fichtenhochwald von Mai bis September um 4.5° niedriger ist, als in gleicher Tiefe unter einem offenen grasbewachsenen Felde (im Juni um 6.9°), von November bis Mai ist aber der Unterschied unbedeutend. Im Birkenwald ist (Mai bis September) die Temperatur um 1.4° höher, als im Fichtenwalde. In allen Tiefen ist im Walde die Bodentemperatur das ganze Jahr hindurch niedriger als auf offenem Felde (unter der natürlichen Schneedecke), am entschiedensten natürlich im Sommer. Die oberen Schichten werden im Walde erst im Juni wärmer als die unteren, auf offenem Felde schon im Mai. Die Jahresschwankung der Temperatur sinkt auf 0.1° herab auf freiem Felde (Sand) in 14.2 m, auf einem offenen Platz im Walde in 13.7, im Birkenwald in 13.1 und im Fichtenwald in 12.8 m.[3])

Die Bodentemperaturbeobachtungen an den forstlich-meteorologischen Stationen in Preussen haben desgleichen unter der Bearbeitung von Müttrich und Schubert Ergebnisse geliefert, von welchen einige Andeutungen gegeben werden müssen.[4])

Der Unterschied der Lufttemperatur Feld—Wald ergab sich als geringfügig: Winter —0.1, Sommer +0.3, Jahr 0.1°. Nur im Buchenwald steigt er im Juli auf 0.52.

Die Mitteltemperaturen des Bodens im Freien und im Walde in 60 cm und 1.2 m Tiefe sind folgende:

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
						60 cm Tiefe							
Feld	1.7	1.4*	1.9	4.5	9.1	13.0	**15.0**	14.9	13.1	9.3	5.5	3.0	7.7
Wald	2.1	1.7*	2.0	3.7	7.1	10.2	12.0	**12.4**	11.5	8.6	5.6	3.4	6.7
						1.2 m Tiefe							
Feld	3.3	2.7*	2.7*	4.1	7.3	10.7	12.8	**13.8**	12.8	10.3	7.2	4.8	7.7
Wald	3.5	2,8	2.7*	3.6	5.8	8.4	10.1	**11.0**	10.8	9.2	6.9	4.9	6.6

Der Frost dringt im Mittel der Feldstationen bis auf 47 cm Tiefe ein, Kieferwald ermässigt diese Höhe um 13 cm (also auf 34 cm), Buchenwald um 9 cm, Fichtenwald nur um 2 cm.

Mit zunehmender Seehöhe steigt die Bodenwärme gegen die Lufttemperatur im Meeresniveau (mittlere Breite von Deutschland) um 0.8°, in 500 m um 1.4° und in 1000 m um 2°, in 60 cm wie in 1.2 m.

Jährliche Periode des Wärmeaustausches im Erdboden.

Schubert hat nach der von W. von Bezold angegebenen Methode die Wärmemengen berechnet, welche in der einen Hälfte des Jahres in den Boden eindringen, in der anderen wieder an die Luft abgegeben werden. Die folgenden kurzen Auszüge aus diesen Ergebnissen bieten ein Seitenstück und dienen zur Ergänzung der von Homén für den täglichen Wärmeaustausch berechneten Wärmemengen.

---

[1]) Die Alleebäume der Strassen in Städten, wo der Boden stets von Schnee gereinigt wird und kein oder wenig Rasen vorhanden ist, können deshalb in strengen Wintern erfrieren, während dieselben Bäume unter natürlichen Verhältnissen erhalten bleiben, wie dies z. B. in dem strengen Winter 1879—80 in Wien thatsächlich der Fall war.

[2]) Th. Homén, Über die Bodentemperatur in Mustiala. Helsingfors 1896.

[3]) Th. Homén, l. c.

[4]) Müttrich, Erdbodentemperaturen auf den forstlich-meteorolog. Stationen. Berlin 1880. Schubert, Der jährliche Gang der Luft- und Bodentemperatur im Freien und in den Waldungen und der Wärmeaustausch im Erdboden. Berlin 1900.

Warmemengen, die in jedem Monate durch einen Quadratcentimeter der Bodenoberflache eindringen oder abgegeben werden Gramm-Kalorien

	Jan	Febr	Marz	April	Mai	Juni	Juli	Aug	Sept	Okt	Nov	Dez
					Eberswalde, 42 m							
Feld	—300	—166	—9	353	**498**	469	345	147	—133	—386	—425*	—393
Wald	—232	—140	—41	169	294	**356**	277	165	—16	—232	—298	—302*
					Melkerei (Elsass), 909 m							
Feld	—144	—108	0	148	**292**	232	184	84	—76	—208	—216*	—188
Wald	—112	—72	—4	104	**172**	164	148	76	—28	—148	—160	—140

Schubert berechnet auch die Warmemengen, die zu Anfang eines jeden Monates im Erdboden vorhanden sind Es mag nur angefuhrt werden, dass in Eberswalde die Abweichung dieser Warmemengen von jener des Jahresdurchschnittes im April — 875 Kalorien pro Quadratcentimeter betragt, im September 937, dies sind die Extreme, funf Monate erheben sich im Freien uber die mittlere Warme, sieben bleiben darunter. Im Walde aber hat auch der Dezember noch einen Warmeuberschuss, so dass sechs Monate, Juli bis Dezember, einen Warmeuberschuss, die anderen sechs Monate einen Warmemangel haben Die Extreme sind im Walde kleiner, — 618 und + 643 Kalorien, treten aber gleichfalls im April und September ein Die Zunahme der Warmemenge ist am grossten im Mai, die Abnahme im November

In der Nahe der Erdoberflache erfahren die physikalischen Gesetze der Warmeleitung einige Einschrankungen, hauptsachlich infolge der Warmekonvektion durch das eindringende Regenwasser, dann durch das Gefrieren und Auftauen des Bodens, wobei Warme frei oder wieder gebunden wird, ferner infolge der Abkuhlung durch Verdunstung und selbst durch die Luftzirkulation im Boden Nach Leyst ergiebt sich, dass die Bewolkung auf die Bodentemperatur zu Konigsberg in allen Tiefen einen erheblichen Einfluss zeigt, der sich naturlich mit einer Verspatung in grosseren Tiefen fuhlbar macht Die Bodentemperatur hangt ja in erster Linie von der absorbierten Sonnenstrahlung ab Der Einfluss der Januarbewolkung aussert sich in $1^1/_4$ m im Februar, in $2^1/_2$ m im Marz und in 5 m Tiefe erst im April

K Singer hat den Einfluss des Witterungscharakters der Jahrgange auf die Bodentemperatur in Munchen specieller untersucht Warme Sommer, namentlich wenn sie grosse Niederschlage aufweisen, geben eine hohe Bodenwarme [1]) Ebenso findet Homén, dass der Regen zu Mustiala in allen Lagen und Tiefen die Temperatur um 0·5° bis 3° erhoht Die mittlere Bodentemperatur in nassen Sommern ist hoher als die in trockenen [2])

Der Boden speichert im Sommer die Warme auf und giebt sie im Winter wieder ab Die Warmemengen, welche der Boden im Winter abgeben kann, sind durchaus nicht so geringfugig Die Verhaltnisse sind ja hier andere, als in dem Falle, wo wir die innere Erdwarme als Warmequelle in Betracht gezogen haben Der Temperaturgradient, der im letzteren Falle ungemein klein ist (kaum 0 0003° pro Centimeter) ist im Winter erheblich gross

Benutzen wir z B die Bodentemperaturbeobachtungen von Tiflis Im Januar ist die mittlere Temperatur der Bodenoberflache 0 4°, in 0 1 m schon 1 1°, in 0 2 m 1 6°, in 0 4 m 2 9° Die Temperatur nimmt um 2 5° pro 40 cm, somit um 0 06° pro Centimeter zu In den kaltesten Nachtstunden waren (1895) die entsprechenden Temperaturen —3 9, 0 4, 1 3 und 2 8°, der Gradient ist demnach sogar 0 18° pro Centimeter Auch in den Nachmittagsstunden ist die Temperatur in $6^1/_2$ m weit hoher (uber 4 7°) als an der Oberflache

---

1) Singer, Die Bodentemperatur in Munchen Munchen 1890

2) Homen, Bodentemperatur in Mustiala Helsingfors 1896

Nehmen wir den genäherten (kalorimetrischen) Leitungskoëffizienten des Bodens von Tiflis bloss zu 0.16 an (pro Minute), so kann der Boden pro Tag an die Luft abgeben: 0.06 × 0.16 × 1440 = 13.8 Gramm-Kalorien, welche eine Luftsäule von 450 m Höhe um 1° zu erwärmen im stande sind.

In Irkutsk hatte im Januar und Februar (1896) die Bodenoberfläche eine mittlere Temperatur von —20°, in 3.8 m Tiefe war aber die Temperatur 2.0°, der thermische Gradient daher 0.058 pro Centimeter. Setzen wir den (kalorimetrischen) Leitungskoëffizienten des gefrorenen Bodens gleich 0.22, so erhalten wir eine mögliche Wärmeabgabe des Bodens an die Luft von 18.4 Gramm-Kalorien pro Tag und Quadratcentimeter.

Wenn man also unterhalb einer dicken Schneedecke im Winter an der Erdoberfläche ein Abschmelzen des Schnees beobachtet, so ist dies aus der Wärmeabgabe des Bodens vollkommen erklärlich.

II. Der jährliche Gang der Temperatur in der flüssigen Erdoberfläche.

Die Absorption der Sonnenstrahlung und die Wärmeaufspeicherung in der flüssigen Erdoberfläche ist für die Temperatur der Atmosphäre von noch grösserer Bedeutung als jene von Seite des festen Bodens. Die Atmosphäre ruht in zwei Dritteln ihrer horizontalen Erstreckung auf einer flüssigen Unterlage, und die Wärmemenge, welche vom Wasser absorbiert und aufgespeichert wird, ist viel bedeutender, als die des festen Bodens. Dazu kommt schliesslich noch, dass die Luft von der flüssigen Unterlage Wärme in einer Form (als Wasserdampf) aufnimmt, welche einen Wärmetransport nach aufwärts in die höheren Schichten und in horizontaler Richtung von weit grösserer Bedeutung ermöglicht, als dies die trockene Luft, wenn auch hoch erwärmt, zu leisten vermag. Ein Kubikmeter Luft, welcher bei 26° mit Wasserdampf gesättigt ist, hat, vom Gefrierpunkt aus gerechnet, einen Wärmeinhalt von 19·6 Kilogramm-Kalorien; Luft, welche über erhitztem Wüstenboden selbst bis 40° erhitzt worden ist, bloss 12·3 Kalorien; diese Wärmemengen kann die Luft abgeben, wenn sie bis auf 0° sich abkühlt. Während die Wärme der absorbierten Sonnenstrahlung in den Boden nur bis zu 15—20 m eindringt, dringt sie in die Wassermassen in höheren Breiten bis zu 150, in niedrigeren bis zu 200 und selbst 350 m ein. Direkt dringt die Sonnenstrahlung allerdings nicht so weit ein, bis zu 10—15 m etwa, aber da im Wasser Konvektivströmungen eintreten können, so findet bei einer Temperaturabnahme an der Oberfläche ein Wärmeaustausch zwischen den unteren und oberen Schichten statt, ähnlich wie in der Luft bei Erwärmung von unten.. Kühlt die Oberfläche ab, so sinkt das kältere Wasser in die Tiefe, wärmeres steigt dafür an die Oberfläche, bis die ganze Wassermasse die niedrigere Temperatur der Oberfläche angenommen hat, vorausgesetzt, dass die Abkühlung längere Zeit andauert, und die Temperatur des Maximums der Dichte des Wassers nicht überschritten wird. Das ist ja bekanntlich der Grund, weshalb in tiefen Süsswasserseen in Klimaten mit niedrigen Wintertemperaturen die unteren Wasserschichten eine konstante Temperatur von 4° oder etwas darüber annehmen, und dass im europäischen Mittelmeer von 300—400 m Tiefe an bis zum Grund die Temperatur konstant bleibt, im westlichen Becken 12½—14°, im östlichen 15—18°, d. i. die mittlere Wintertemperatur dieser Gegenden. Eine Wassermasse von 2600—3000 m Mächtigkeit hat diese konstante Temperatur, die Winterkälte kann bis zu den grössten Tiefen wirken, die Sonnenwärme dagegen kann direkt nicht tief eindringen. Der Salzgehalt des Meerwassers aber befördert in warmen Klimaten das Eindringen der Sonnenwärme, indem das an der Oberfläche durch Verdunstung konzentrierte Salzwasser in grössere Tiefen hinabsinkt und seine höhere Temperatur tieferen Schichten zuführt. Im Spätwinter, Februar und März, ist die Temperatur von der Oberfläche bis zum Grunde nahe die gleiche, die mittlere Temperatur der ganzen Wassermasse

ist ein Minimum, dann steigt die Temperatur bis zum Herbst und erreicht etwa im Oktober ein Maximum. So fanden Luksch und Wolf die mittlere Temperatur des Quarnero im Januar und Februar zu 12° als Minimum, im Oktober zu 20.5° als Maximum.[1]) Auch bei Lesina tritt in der Adria die höchste Temperatur in der Tiefe im Oktober und November ein. In noch höherem Masse wird dies im östlichen Mittelmeerbecken der Fall sein.

Die bedeutende Wärmemenge, die sich derart im Sommer bis zum Herbst im Mittelmeere aufspeichert, wird im Spätherbst und Winter wieder an die Oberfläche abgegeben, indem dann die thermische vertikale Zirkulation einsetzt und die gesamte wärmere Wassermasse selbst noch aus 200—300 m Tiefe wieder an die Oberfläche bringt. Die hohen Herbsttemperaturen an den Küsten des Mittelmeers, namentlich des östlichen Mittelmeerbeckens, werden dadurch erklärlich. Natürlich wird auch die Wintertemperatur der Uferländer durch die sehr langsame Abkühlung der warmen Wassermassen wesentlich gemildert.

Der Wärmeaustausch zwischen Meer und Luft lässt sich auf Grund der neueren hydrographischen Untersuchungen in der Nord- und Ostsee ziffernmässig darstellen.[2])

Im nördlichen Teile der Nordsee findet man bis 50 m etwa eine Temperatur von 12.2°, von da bis 200 m 9.2° (mittlere Temperatur 9.8°), im November ist die obere Schicht (50 m) schon auf 9.2° abgekühlt (die ganze Wassermasse hat jetzt 9.1°), und hat somit $3 \times 50 = 150$ Tausend Kalorien an die Luft abgegeben. Im Februar hat die thermische Cirkulation die Wassermassen bis 200 m auf 6.4° abgekühlt, dieselbe hat somit $200 \times 2.7° = 540$ Tausend Kilogramm-Kalorien pro Quadratmeter an die Luft abgegeben.

Wenn man bedenkt, dass eine Kilogramm-Kalorie mehr als 3 cbm Luft um 1° zu erwärmen im stande ist[3]), so ergiebt sich der grosse thermische Effekt des Wärmeaustausches zwischen Luft und Wasser infolge der vertikalen Cirkulation.

In der Ostsee reicht die thermische Cirkulation nur bis zu 55 m hinab, weil in dieser Tiefe das Wasser einen so hohen Salzgehalt hat, dass das brakische Wasser der Oberfläche auch bei der stärksten Abkühlung dichter bleibt als dieses Bodenwasser.[4]) Im August nun hat das Wasser bis zu 20 m Tiefe ca. 15°, von

---

[1]) Für den jährlichen Gang der Temperatur in verschiedenen Tiefen in der Rhede von Fiume, äusserster Punkt, finde ich aus den Messungen von Luksch (1876—1877) (V. Bericht der Adria-Kommission, pag. 77):

Meerestemperatur bei Fiume (Quarnero)

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
						Oberfläche						
13.2	12.4*	13.3	16.3	21.0	25.8	28.6	**28.6**	25.9	22.0	18.2	15.2	20.04
						in 22.8 m Tiefe						
14.4	13.4	13.2*	13.7	14.9	17.0	19.9	22.5	**23.6**	22.5	19.8	16.7	17.65
						in 43.6 m Tiefe						
15.9	14.0	12.8	12.6*	13.4	14.7	15.9	17.3	18.3	**18.8**	18.5	17.5	16.81

Jahresamplitude: Oberfläche 16.2°, in 23 m 10.4°, in 44 m 6.2°.

Die Konstanten der harmonischen Reihen, mittelst welcher dieser Gang berechnet worden ist, sind:

Amplituden	a_1	a_2	Phasenzeiten	A_1	A_2
Oberfläche	8.23	0.87	Oberfläche	249.8	90.0
22.8 m	5.20	0.79	22.8 m	211.9	323.3
43.6 m	3.09	0.24	43.6 m	183.0	154.4

[2]) S. Pettersson, Met. Z. 1896. B. XXXI. S. 297 etc. und The Geograph. Journ. June 1898.

[3]) Ein Kubikmeter Luft wiegt 1.293 kg, die specifische Wärme der Luft ist 0.238, um einen Kubikmeter Luft um 1° zu erwärmen, bedarf es demnach nur 0.308 Kilogramm-Kalorien, bei Wasser 1000 Kalorien. Die Abkühlung eines Kubikmeters Wasser um 1° kann 3250 Kubikmeter Luft um 1° erwärmen.

[4]) O. Pettersson, Scottish Geogr. Mag. Vol. X. — Krümmel, Pet. Geogr. Mitt. 1895, im Auszug Hann, Allg. Erdkunde. V. Aufl. S. 272.

da bis zu 55 m etwa 7°, im November ist die Oberfläche schon abgekühlt, aber die tieferen Schichten sind noch etwas wärmer geworden; die ganze Wasserschicht bis zu 55 m Tiefe hat 8·5°, im März endlich hat die thermische Cirkulation bis 55 m hinab die Temperatur auf 1.4° erniedrigt (in warmen Wintern, wie 1897/98, nur bis 3°). Die Ostsee giebt demnach bis zum November etwa 130 Tausend Kilogramm-Kalorien pro Quadratmeter [d. i. $(15-8^1/_2{}^0)\,20$] an die Luft ab, und im Laufe des Winters noch $7 \times 55 = 385$ Tausend Kilogramm-Kalorien. Dies erklärt die milde Herbsttemperatur der baltischen Küstenländer, aber auch das kühle Frühjahr, indem die Nähe der abgekühlten Wassermassen, welche nur sehr langsam sich wieder erwärmen, das rasche Steigen der Temperatur, wie dasselbe auf dem Festlande eintritt, wo der Boden sich rasch erwärmt, aufhält.[1]

Eine ähnliche Aufspeicherung von Wärme und deren Wiederabgabe an die Luft hauptsächlich infolge der thermischen Zirkulation des Wassers in vertikaler Richtung findet auch in Süsswasserseen statt, so lange nicht die Bildung einer Eisdecke derselben ein Ende macht und das wärmere Wasser von der Luft abschliesst. Je grösser und tiefer die Seen, desto grösser ihr Einfluss auf die Temperaturverhältnisse der unteren Luftschichten.

Von den grossen Wärmemengen, welche die Seen in mittleren Breiten an die Luft im Herbst und Winter abgeben, vermitteln folgende Zahlen eine Vorstellung:

Genfer See

Tiefe in Meter	0	10	20	30	40	50	60
	Temperatur (genäherte Mittelzahlen)						
Juli u. August[2]	20.6	17.3	12.5	10.1	7.8	6.9	6.4
Oktober	12.1	11.9	10.1	9.4	8.0	6.9	6.3
Januar u. Februar	5.4	5.3	5.2	5.1	5.1	5.1	5.1

Der See giebt demnach, wenn wir zunächst bloss die Schicht bis 30 m Tiefe beachten, vom Hochsommer bis zum Oktober 126 Tausend Kilogramm-Kalorien pro Quadratmeter an die Luft ab, vom Oktober bis zum Winterende noch 171 Tausend, in Summa 297 Tausend, und wenn wir den Wärmeaustausch bis zu 60 m in Rechnung ziehen, noch 75 Tausend mehr, demnach 372 Tausend Kalorien pro Quadratmeter. Diese Zahlen gelten natürlich zunächst nur für das mittlere Becken des Sees.

Auch für den Bodensee können wir die beiläufigen Wärmemengen angeben, welche derselbe im Sommer aufspeichert und bis zum Winterende wieder an die Luft abgiebt:

Bodensee

Tiefe in Meter	0	5	10	15	20	25	30
	Mittlere Temperatur						
Juli u. August	18.0	16.4	14.7	14.0	8.6	6.2	5.2
Oktober	13.8	11.8	11.6	9.5	8.5	7.0	6.1
Januar u. Februar	3.6	3.5	3.5	3.6	3.6	3.6	3.6

Im Sommer tritt zwischen 15 und 20 m ein Temperatursprung ein (die sog. Sprungschicht), so weit reicht die merkliche tägliche Temperaturschwankung (auch beim Genfer See angedeutet, im Weissensee [Kärnten] in 900 m Seehöhe fand sie Griesinger im September bei 12 m. Die Tiefenlage dieser Schicht ist natürlich von Witterung und Jahreszeit abhängig. Bis zum Oktober giebt der Bodensee pro Quadratmeter (bis 15 m Tiefe) 60 Tausend Kalorien ab, von Oktober bis Winterende 123 Tausend, in Summe 183 Tausend Kalorien, mit Zurechnung der Wärmeabgabe der tieferen Schichten bis 30 m (+ 66 Tausend) 249 Tausend Kalorien.

Aus diesen Rechnungsergebnissen geht hervor, dass die Wirkung der in den Seen aufgespeicherten Sommerwärme auf die Lufttemperatur der Ufer derselben

[1] Auf der Insel Gotland, 57½° nördl. Br., reifen an geschützten Stellen in den meisten Jahren die Trauben, Wallnüsse, Maulbeeren, auch die Zuckerrübe wird mit grossem Erfolg gebaut. Die Temperaturdifferenzen gegen das Innere von Schweden in gleicher Breite (das doch westlicher, deshalb im allgemeinen wärmer liegt) sind: Visby-Jönköping: Winter 0.9°, April bis Juli —1.0°, Herbst 0.8°, die Übergangsmonate März und August sind um 0.4 und 0.1° wärmer; der Mai erfährt die grösste Abkühlung: — 1.5°, der Dezember die grösste Erwärmung: + 1.3°.

[2] Mittel aus 10 Reihenmessungen, Oktober nur eine Reihe, aber beiläufig durch Differenzen gegen Messungen im gleichen Sommer auf obiges Mittel reduziert.

ganz erheblich sein muss. Beim Bodensee ergiebt sich eine Erhöhung der Jahrestemperatur der Luft an den Ufern durch das Seewasser von ca. 0.4°, im Januar um 0.8°, im März und April, wo umgekehrt der See erst wieder Wärme aufnimmt, zeigt sich kein Einfluss, im August und September ist das Seeufer um 0.6 bis 0.7° wärmer, der Herbst ist am Seeufer um ½° wärmer als im Hinterland. Ähnlich, nur noch stärker, wirkt der Genfer See auf seine Umgebung [1].

Die grosse specifische Wärme des Wassers, weit mehr aber noch der Wärmeaustausch zwischen den oberen und unteren Schichten durch Konvektionsströmungen, bedingt den jährlichen Temperaturgang der Wasseroberflächen. Wie zu erwarten, verspätet sich die höchste Temperatur der Wasseroberfläche sehr stark gegen die Zeit der stärksten Insolation, und desgleichen auch der Eintritt der niedrigsten Temperatur gegen die Zeit der stärksten Wärmeabgabe während der längsten Nächte. Die höchste Temperatur der Meeresoberfläche tritt ausserhalb der äquatorialen Zone im August, die niedrigste im Februar und selbst erst im März ein, wenn die oberen und unteren Schichten ihre Temperatur ausgeglichen haben, soweit die Konvektivströmungen reichen [2]. Der Betrag der jährlichen Wärmeschwankung ist sehr gering und steht dadurch im schroffsten Gegensatz zum jährlichen Wärmegang an der festen Erdoberfläche. Diese Gegensätze müssen sich dann auch, wenngleich in etwas schwächerem Grade, in dem jährlichen Wärmegange der Luftschichten über und an den Meeren, gegenüber jenem über dem Festlande äussern. Der Temperaturunterschied der Bodenoberfläche im kältesten und wärmsten Monat beträgt in mittleren Breiten 25—40°, der der Meeresoberfläche 6—12° etwa und weniger.

Die folgenden Ergebnisse der Messungen der Meerestemperatur geben eine Vorstellung von dem Wärmegange an der Oberfläche der Ozeane, der ja auch bestimmend ist für den Wärmegang der Luft über denselben und an den Küsten.

Mittlere Temperatur der Meeresoberfläche

Jan.	Feb.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr	Schwank.
Äquatorialer Atlantischer Ozean, 10° nördl. Br. bis 10° südlicher Br. (10—40° westl. v. Gr.)													
26.3	26.4	26.8	**27.2**	27.0	26.4	25.7	25.2*	25.5	26.0	**26.3**	26.1	26.2	2.0
Atlantischer Ozean, 10—20° nördl. Br. (10—40° westl. v. Gr.)													
23.5	22.4	22.3*	22.6	23.1	24.2	25.3	26.1	**26.6**	**26.6**	26.0	24.0	24.1	1.3
Atlantischer Ozean, 35° nördl. Br. (0—50° westl. v. Gr.)													
17.4	16.7*	17.0	17.5	18.7	20.6	22.7	**24.0**	23.2	22.0	19.7	18.4	19.8	7.3
Atlantischer Ozean, 45° nördl. Br. (0—50° westl. v. Gr.)													
12.8	12.2*	12.7	13.2	14.5	16.4	18.3	**19.5**	18.6	16.7	15.2	13.7	15.3	7.3
Nordatlantischer Ozean, 60° (Faröer, Shetland, Hebriden)													
6.9	6.6*	6.6*	7.4	8.4	10.2	11.8	**12.4**	11.9	10.5	8.9	7.7	9.1	5.8

Am Äquator treten zwei Maxima ein um die Zeit der Äquinoktien, das Hauptminimum fällt auf den August, im aussertropischen Ozean tritt das Maximum im Herbst, in höheren Breiten im August ein, die niedrigste Temperatur im Februar und März. Die Jahresschwankung der Wärme ist gering, in den mittleren Breiten im allgemeinen am grössten, wie G. Schott nachgewiesen hat. Die Jahresschwankung der Temperatur beträgt in den offenen Ozeanen [3]:

Breite	0	10	20	30	40	50
Jahresschwankung	2.3	2.4	3.6	5.9	7.5	4.7

[1]) Die Seetemperaturen sind berechnet nach den Daten bei F. A. Forel, Le Léman. T. II. Lausanne 1895. Bodenseeforschungen. Lindau 1893. Hann, Klimatologie. I. B. S. 131.

[2]) An der Bodenoberfläche verzögert sich der Eintritt des Minimums auch etwas, weil ja Wärme, aber nur durch Leitung, aus den unteren Schichten zufliesst.

[3]) Die jährliche Temperaturschwankung des Ozeanwassers. Pet. Geogr. Mitt. 1895. S. 153.

Die Temperatur der obersten Wasserschichten der grossen Seen hat die gleiche jährliche Periode, wie das Meerwasser. Das Temperaturminimum tritt wegen der Wärmezufuhr von unten durch die vertikalen Konvektionsströmungen erst im Februar ein, im Herbst ist das Wasser noch sehr warm (September ebenso warm oder wärmer als Juli, Oktober wärmer als Mai).

Als Beispiel führen wir die Temperatur des Genfer Sees an:

Pelagische Temperatur des Genfer Sees[1])

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
6.0	5.2*	5.8	8.2	12.5	17.4	20.0	20.1	17.5	14.0	10.0	7.0	12.0

Die Jahresschwankung der Seetemperatur ist 14.9°, die der Lufttemperatur der Ufer 18.1°. Die Seen müssen demnach, wie die Meere, die Frühlingstemperatur etwas erniedrigen, hingegen die Herbsttemperatur noch erheblicher erhöhen.

So wie die oberen Schichten des festen Bodens, so sind auch die oberen Wasserschichten im allgemeinen wärmer als die Luft darüber, und nehmen bei der überwiegenden Wasserbedeckung der Erde auf die Lufttemperatur sehr grossen Einfluss. Nur dort, wo kalte Strömungen aus höheren Breiten herrschen, oder wo an Küsten durch ablandige Winde ein Aufsteigen tieferer und kälterer Wasserschichten hervorgerufen wird, ist das Meerwasser kälter als die Luft, sonst überall wärmer, und dasselbe gilt von den Seen und selbst von den Flüssen (im allgemeinen).

Nach G. Schott ist in dem offenen tropischen Atlantischen und Indischen Ozean die Luft um 0·8° kühler als die Meeresoberfläche, im aussertropischen Indischen und Atlantischen Ozean um 1·6°. Nur um Mittag ist einige Stunden hindurch die Luft wärmer als das Meer.[2])

Auf offener See kann natürlich der Unterschied zwischen Wassertemperatur und Lufttemperatur nicht gross werden, weil die Luft ihre Temperatur mit jener der Wasseroberfläche mehr oder weniger ausgleicht. An den Küsten dagegen können die Wärmeunterschiede sehr erheblich werden, namentlich wo die vorherrschende Windrichtung vom Lande her auf das Meer hinaus gerichtet ist. Im allgemeinen werden die Temperaturunterschiede örtlich sehr verschieden sein und auch eine verschiedene Änderung mit den Jahreszeiten aufweisen. Als Beispiel mögen hier nur die Wärmeunterschiede zwischen der Temperatur des Nordatlantischen Ozeans und jener der anliegenden Küsten angeführt werden:

Küsten des Nordatlantischen Ozeans zwischen 57° und 70° nördl. Br.[3])

Wasser — Luft

Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
3·3°	1·3°	— 0·7°	2·3°	1.6°

[1]) Nach den Daten bei F. A. Forel (Le Léman. T. II. 1895. VII. Thermique) berechnet. — S. auch Richter, Seestudien, Wien 1897, und Bodenseeforschungen, Lindau 1893; ferner Dr. W. Ule, Die klimatische Bedeutung der deutschen Binnenseen. Das Wetter. 1895 (Mai). Der Bodensee hat denselben Temperaturgang wie der Genfer See; die Jahresschwankung ist aber etwas grösser: 16.1°.

Pelagische Temperatur nennt Forel die Temperatur der oberflächlichen Wasserschichten in den mittleren Teilen des Sees, entfernt von den Ufern.

Die Gleichungen des jährlichen Wärmeganges sind:

Atlantischer Ozean (35—45° nördl. Br.)	17.55 + 3.46 sin (233.2 + x) + 0.53 sin (27.0 + 2x)
Genfer See (46½° nördl. Br.)	11.98 + 7.66 sin (249.4 + x) + 0.99 sin (75.4 + 2x)
Bodensee (47½° nördl. Br.)	10.07 + 8.13 sin (249.7 + x) + 1.21 sin (83.2 + 2x)
Genfer See, Lufttemperatur	9.57 + 9.23 sin (267.6 + x) + 0.65 sin (0.9 + 2x)

[2]) Dr. Gerhard Schott, Wissenschaftliche Ergebnisse einer Forschungsreise zur See. Pet. Geogr. Mitt. Ergänzungsheft 109. Gotha 1893. Wenn man früher die Luft öfter wärmer gefunden hat, so rührt dies daher, dass die Thermometer durch die Erwärmung des Schiffskörpers beeinflusst waren, das ventilierte Thermometer (Assmanns Aspirationsthermometer) hat diese Fehlerquelle aufgedeckt und eine genauere Bestimmung der wahren Lufttemperatur über der See ermöglicht.

[3]) Nördlichstes Norwegen, Island, Faröer, Shetland Inseln, Hebriden, Westküste von Schottland. Mittel nach Mohns Tabelle, Pet. Geogr. Mitt. 1876. S. 430.

Den grössten Wärmeüberschuss hat der November (3.7°), weil die Lufttemperatur in diesem Monat sehr rasch sinkt. Im Mai ist (im Mittel) der Unterschied Null, im Juni — 1.2°, das Wasser ist dann relativ am kältesten, im August ist die Temperatur von Wasser und Luft wieder nahezu die gleiche.

Eingeschlossene kleinere Wasserbecken können natürlich noch grössere Temperaturunterschiede gegen die Lufttemperatur aufweisen, weil sie auf die Luftwärme ihrer Umgebung keinen so grossen Einfluss haben, wie die Ozeane. So ist z. B. der Unterschied zwischen der Temperatur des (Oberflächen-)Wassers des Genfer Sees und der Lufttemperatur an seinen Ufern folgender: der See ist wärmer im Sommer um 1.3°, im Herbst 3.9°, im Winter 4.8°, im Frühling ist er um 0.3° kälter, im Jahresmittel um 2.4° wärmer. Den grössten Wärmeüberschuss hat der See im Dezember mit 6.2°, im April ist er relativ am kältesten, er ist dann 1.3° kälter als die Luft. Zehn Monate hindurch, von Juni bis März, kann das Wasser des Genfer Sees Wärme an die Luft abgeben.

Auch das Wasser der Flüsse ist zumeist das ganze Jahr hindurch wärmer als die Luft, im Jahresmittel um 1° und darüber[1]). Es wirken demnach die fliessenden wie die stehenden Gewässer erwärmend auf die Lufttemperatur in ihrer Umgebung[1]).

E. Renou weist auf das grosse Interesse der Beobachtung der Flusstemperaturen hin, indem er sagt: Es ist mehr als 40 Jahre her, dass ich gezeigt habe, dass die Temperatur der Flüsse um 2° höher ist als die Lufttemperatur. Einige Jahre später (1858) habe ich bemerkt, dass die Temperatur der Flüsse von der Insolation abhängig ist und das beste Mass für die Sommerwärme giebt, welche auf die Vegetation einwirkt. Das Flusswasser speichert die Sommerwärme auf wie ein Glashaus und giebt derart ein gutes Mass für die Sonnenstrahlung. Während warme und kalte Sommer in der Mitteltemperatur sich kaum um 2° unterscheiden, variiert die Zahl der Tage mit einer Wassertemperatur von 20° oder weniger leicht zwischen 30 und 100. Im Jahre 1858 stieg die Temperatur der Seine bei Choisy-le-Roy bis auf 27.1°. Die Insolation war sehr stark, die Qualität des Weines vortrefflich, trotzdem die Temperatur der Luft nicht sehr hoch war, weder die Mittelwärme, noch die Extreme.

III. Die jährliche Periode der Lufttemperatur.

Der jährliche Gang der Lufttemperatur an der Erdoberfläche folgt in erster Linie dem jährlichen Gange der Insolation, deren Wirkung den unteren Luftschichten aber fast ausschliesslich durch die Unterlage vermittelt wird. Er schliesst sich über der festen Erdoberfläche dem Gange der Sonnenstrahlung enger an als über der flüssigen, weil die Temperatur des festen Erdbodens der Insolation unmittelbarer folgt als jene der flüssigen Erdoberfläche. Auch die Wirkungen der Wärmeausstrahlung, der Dauer der Nächte, kommen auf den Festländern unmittelbarer in der Lufttemperatur zur Erscheinung, als über den Wasserflächen.

In erster Linie richtet sich deshalb der jährliche Wärmegang der Luft nach der geographischen Breite, welche die Perioden der Bestrahlung wie der Wärmeausstrahlung bedingt.

In zweiter Linie wird derselbe von dem Unterschied im Gange der Temperatur

---

[1]) A. Forster, Die Temp. fliessender Gewässer Mitteleuropas. Wien 1891. Guppy, River Temperature. Proc. R. Physical Soc. Edinburgh. Vol. XII u. XIII. Der Nil ist kälter als die Luft, vielleicht auch noch der eine oder andere Fluss. Der Kongo, Amazonenstrom, Mississippi etc. sind wärmer als die Luft. A. Angot bemerkt in seinem Lehrbuch der Meteorologie (Paris 1899, S. 83): „Wenn die Luft sehr trocken ist und deshalb die Verdunstung sehr gross, so mag die Abkühlung, welche dieselbe hervorbringt, die Temperatur der ganzen Wassermasse unter die Lufttemperatur erniedrigen. Dies ist schon mehrmals in kleinen Flüssen in Frankreich beobachtet worden, es wäre interessant zu untersuchen, ob nicht auch in grossen Flüssen, die wie der Nil grösstenteils durch trockene Wüsten fliessen, ähnliches eintritt." In der That findet man bei Guppy Angaben über die Wassertemperaturen des Nil, welche diesen Schluss Angots bestätigen.

in der Unterlage bedingt, ob dieselbe fest oder flüssig ist, woraus die Unterschiede der jährlichen Periode auf dem Festlande und auf Inseln in gleicher Breite entspringen.

Drittens wird der jährliche Wärmegang von den periodischen Regenzeiten und dem Gange der Bewölkung beeinflusst, namentlich in niedrigen Breiten, wo die jährliche Variation der Bestrahlung nicht so gross und dominierend ist, wie in höheren Breiten.

Endlich nehmen auch örtliche, aber oft über recht grossen Strecken der Erdoberfläche wirksame klimatische Faktoren, namentlich darunter die Seehöhe des Bodens, auf den jährlichen Temperaturgang erheblichen Einfluss.

Der jährliche Wärmegang wird hauptsächlich durch folgende Elemente gekennzeichnet:

1. Durch die Eintrittszeiten der höchsten und tiefsten und der mittleren Temperaturen, und 2. durch die Unterschiede zwischen den extremen Monats(Tages)-mitteln der Temperatur, welche wir die Jahresschwankung der Wärme nennen; mit anderen Worten, durch die Phasenzeiten und die Amplituden der jährlichen Temperaturvariation. Die ersteren sind im allgemeinen über grösseren Teilen der Erdoberfläche viel gleichmässiger als die letzteren, welche in höherem Grade von örtlichen Einflüssen bedingt werden.

Orte mit sehr verschiedenen Temperaturen können einen ganz übereinstimmenden Gang derselben haben. Ein auffallendes Beispiel dafür sind die Hochgipfel der Alpen, die in ca. 3000 m Höhe bei einer Mitteltemperatur von — 6° dieselben Phasenzeiten und Amplituden des jährlichen Wärmeganges haben wie die Dalmatinischen Inseln, deren mittlere Jahreswärme 16—17° ist. Ebenso und noch häufiger ist aber auch das Umgekehrte der Fall, bei gleicher mittlerer Jahreswärme ein ganz verschiedener Gang der Temperatur.[1])

Man kann folgende Haupttypen des jährlichen Wärmeganges an der Erdoberfläche unterscheiden, für welche die Tabelle S. 92 u. 93 Beispiele liefert.

1. Den äquatorialen Typus; sehr geringe jährliche Temperaturänderung mit einer Tendenz zu zwei Maxima der Wärme nach den Zenitständen der Sonne (nach den Äquinoktien) und zwei kühlen Jahreszeiten beim niedrigsten Sonnenstande zur Zeit der Solstitien. Diese Regelmässigkeit des jährlichen Ganges der Temperatur wird aber oft gestört durch das örtlich etwas verschiedene Eintreten der Regenzeiten oder durch die Stärke der Regen, sowie durch andere klimatische Faktoren. Vielfach findet man deshalb auch am Äquator nur ein Wärmemaximum im Jahre.

2. Der tropische Typus, mit nur einem Maximum und Minimum der Wärme nach dem Eintritt des höchsten und des tiefsten Sonnenstandes. Die jährliche Temperaturschwankung ist noch gering. Die periodischen Windwechsel und die um die Zeit des höchsten Sonnenstandes eintretenden Regenzeiten bringen es vielfach mit sich, dass die höchste Temperatur schon vor dem höchsten Sonnenstande eintritt; während

---

[1]) Folgende Gleichungen des jährlichen Wärmeganges erläutern das Gesagte:

	Jährlicher Wärmegang
Insel Pelagosa	$16.60 + 7.50 \sin(254.6 + x) + 0.76 \sin(45.5 + 2x)$
Sonnblickgipfel	$-6.30 + 7.18 \sin(257.0 + x) + 0.43 \sin(97{,}6 + 2x)$
Vardö	$0.66 + 7.84 \sin(254.6 + x) + 0.98 \sin(58.2 + 2x)$
Barnaul	$0.35 + 19.45 \sin(268.9 + x) + 0.67 \sin(218.4 + 2x)$

Ein Unterschied von 15° in der Winkelkonstante des ersten Gliedes entspricht einem Phasenunterschied von einem halben Monat, in Vardö verspäten sich die Epochen um diesen Betrag gegen Barnaul.

Tabelle I

Einige Typen des jährlichen Temperaturganges in verschiedenen Breiten und Klimagebieten

	I Äquatorialer Typus			II Tropischer Typus					III Gemässigte Zone			
									a) Subtropisches Gebiet			
	Kontinental	Insular	Ozeanisch	Kontinental		Monsun-Klima	Insular		Kontinental		Insular	
	Inner-Afrika	Batavia	Jaluit Marshall Inseln	Wadi Halfa Ober-Ägypten	Alice Springs Australien	Nagpur Indien Deccan	Honolulu Hawaii	St Helena Jamestown	Bagdad Mesopotamien	Cordoba Argentina	Bermudas-Inseln Ozeanisch	Auckland Neu Seeland N Insel
Breite	8.1° N	6° 11′ S	5° 55′ N	21° 53′ N	23° 38′ S	21° 9′ N	21° 18′ N	15° 55′ S	33° 19′ N	31° 25′ S	32° 20′ N	36° 50′ S
Länge	23.6° E.	106° 50′ E	169° 40 E	31° 20′ E	133° 37′ E	79° 11′ E	157° 50′ N	5° 43 W	44° 26′ E	64° 12′ W	64° 43′ W	174° 51′ E
Höhe in m	560	7	3	130	587	333	15	12	12	439	45	84
Januar	23.0	25.3*	27.1	16.3*	**29.8**	20.1	21.1*	23.1	10.5*	**23.0**	16.9	19.5
Februar	25.1	25.4	**27.2**	19.2	28.5	23.2	21.3	23.7	11.7	22.4	16.6	**19.7**
März	28.8	25.8	27.0	22.8	25.5	28.7	21.6	**24.4**	16.7	20.2	16.5*	18.6
April	**29.6**	26.3	26.9	27.2	20.3	32.4	22.7	23.9	20.7	16.1	18.0	16.4
Mai	28.7	**26.4**	26.9	30.6	15.9	**34.6**	23.5	22.1	27.8	12.5	20.9	13.7
Juni	27.5	26.0	26.8	33.0	12.2	29.8	24.5	20.8	32.0	9.5*	23.8	11.8
Juli	25.8	25.7*	26.8*	**34.1**	11.0*	26.7	25.1	19.8	**33.8**	10.0	26.0	11.0*
August	24.3*	25.9	26.9	33.1	15.2	26.8	**25.3**	18.7*	33.7	12.4	**26.7**	11.2
September	25.4	26.3	26.9	30.6	19.2	26.9	25.1	19.9	29.8	14.8	25.6	12.5
Oktober	**25.6**	**26.4**	**27.1**	28.4	23.0	25.9	24.7	20.5	24.7	17.5	23.0	14.1
November	24.3	26.1	**27.1**	21.9	26.5	22.4	23.2	21.4	16.7	20.3	19.8	15.7
Dezember	22.7*	25.6	27.0	18.2	28.2	19.3*	21.9	22.1	11.4	22.1	17.6	18.2
Jahr	25.9	26.0	27.0	26.3	21.3	26.4	23.3	21.7	22.5	16.7	20.9	15.2
Jahres-Schwank	6.9	1.1	0.4	17.8	18.8	15.3	4.2	5.7	23.3	13.5	10.2	8.7

Tabelle II.

Einige Typen des jährlichen Temperaturganges in verschiedenen Breiten und Klimagebieten.

	III. Typus der gemässigten Zonen									IV. Polartypus		
	b) Unter dem 50sten Grad nördl. Breite							c) Unter 62° N.				
	Westküste	Kontinental					Ostküste	Insular	Kontinental	Insular	Eismeer	Küste
	Scilly-Insel	Prag	Charkow	Semipalatinsk	Kiachta	Blagoweschtschensk	Sachalin	Thorshavn Faröer	Jakutsk Ost-Sibirien	Nowaja Semlja	bei Franz Josefs Land	Nord-Grönland Grinnellland
Breite	49° 55′	50° 5′	50° 2′	50° 24′	50° 21′	50° 15′	50° 50′	62° 2′	62° 1′	72·8°	81° N.	82° N.
Länge	6° 20′ W.	14° 26′ E.	36° 11′	80° 13′	106° 31′	127° 38′	142° 7′ E.	6° 44′ W.	129° 43′ E.	56° E.	72° E.	64° W.
Höhe in m	30	202	126	181	770	110	55	9	100	—	—	—
Januar	7·6	—1·2*	—8·6*	—17·5*	—26·6*	—25·5*	—18·0*	3·2*	—42·9*	—17·7	—30·2	—38·3
Februar	7·6*	0·0	—5·5	—16·8	—20·8	—19·6	—15·0	3·4	—37·2	—18·4*	—32·4*	—40·7*
März	7·8	3·2	—1·5	—9·8	—8·4	—9·8	—9·0	3·2*	—23·7	—18·4*	—27·4	—33·8
April	9·3	8·5	7·1	3·5	1·3	1·5	—0·5	5·5	—9·4	—13·6	—21·9	—25·4
Mai	11·4	13·3	14·9	14·0	9·3	9·8	5·2	7·2	4·6	—4·9	—8·7	—9·9
Juni	14·4	17·4	18·4	20·0	17·3	17·6	10·4	9·7	14·7	1·1	—1·3	0·3
Juli	16·0	**19·3**	**20·9**	**22·2**	**19·1**	**21·4**	15·7	10·8	**18·8**	**3·9**	**0·6**	**2·8**
August	**16·2**	18·5	19·1	19·6	16·5	18·8	**16·8**	10·7	15·4	3·4	—0·9	1·0
September	14·8	14·9	13·4	12·7	8·9	11·8	12·0	9·3	5·7	—0·7	—6·7	—9·2
Oktober	12·2	9·3	7·5	3·4	0·0	1·2	4·2	6·6	—9·0	—6·5	—18·2	—22·3
November	9·8	3·1	1·0	—6·6	—11·2	—12·4	—5·3	4·8	—29·6	—14·9	—25·8	—30·8
Dezember	8·5	—0·4	—4·9	—14·4	—19·3	—22·9	—13·7	3·4	—40·6	—17·3	—28·1	—33·2
Jahr	11·3	8·8	6·8	2·5	—1·2	—0·7	0·2	6·5	—11·1	—8·7	—16·8	—20·0
Jahres-Schwank.	8·6	20·5	29·5	39·7	45·7	46·9	34·8	7·6	61·7	22·3	33·0	43·5

der Regenzeit bleibt die Temperatur konstant (siehe Nagpur). Es ist dies namentlich in Indien, Mexiko und im Innern von Senegambien der Fall.

3. Der Typus der gemässigten Zonen, mit Temperaturextremen nach den Zeiten des höchsten und tiefsten Sonnenstandes und mit stärkeren Jahresschwankungen der Temperatur (bei gleicher Lage). Die Übergangsjahreszeiten von der kalten zur warmen Zeit und umgekehrt gewinnen bei den grossen Wärmeunterschieden zwischen Winter und Sommer einen selbständigen Charakter, so dass man namentlich im mittleren Teile der gemässigten Zone vier Jahreszeiten unterscheiden kann, indem sich zwischen Winter und Sommer das Frühjahr, zwischen Sommer und Winter der Herbst einschaltet. Diese vier gut gegeneinander abgegrenzten Jahreszeiten sind aber nur den mittleren Teilen der gemässigten Zonen recht eigentümlich, im Grenzgebiet gegen die Tropen kann sich ein eigentlicher Frühling wegen der langsamen allmählichen Wärmezunahme nicht recht geltend machen, im Grenzgebiet gegen die Polarzone aber steigt umgekehrt die Wärme zu rasch, die Übergangszeit wird zu kurz, ähnlich verhält es sich mit dem Herbst [1]).

Für die südliche Halbkugel ist es charakteristisch, dass im Inlandklima vielfach der kälteste Monat der Juni ist (unserem Dezember entsprechend), somit die niedrigste Temperatur ohne Verspätung gegen die Zeit des niedrigsten Sonnenstandes sich einstellt, was bei der überwiegenden Wasserbedeckung der südlichen Hemisphäre, welche den Temperaturgang zu verzögern bestrebt ist, um so bemerkenswerter erscheint.

Die gemässigte Zone kann wegen des grossen Temperaturintervalls derselben in drei Unterzonen, die subtropische, die eigentlich gemässigte und die subarktische (allgemeiner subpolare) eingeteilt werden. Die Jahresschwankung nimmt (bei gleicher Lage, kontinental oder maritim) mit der Breite zu, weil die Winterkälte mit der Breite rascher zunimmt, als die Sommerwärme abnimmt.

In der südlichen Halbkugel sind die Jahreszeiten die umgekehrten von jenen, welche gleichzeitig auf der Nordhalbkugel herrschen, wie die Tabelle zeigt.

Da der Januar (Juli) der kälteste, der Juli (Januar) der wärmste Monat ist (im Landklima), April und Oktober der mittleren Jahrestemperatur nahe kommen, so hat man diese Monate zu den Centren der vier Jahreszeiten gewählt und bezeichnet meteorologisch das Jahresviertel Dezember, Januar, Februar als Winter (oder Sommer), März, April, Mai als Frühling (Herbst), Juni, Juli, August als Sommer (Winter) und September, Oktober, November als Herbst (Frühling). Diese Einteilung des Jahres passt am besten für die mittlere gemässigte Zone, sie ist unstatthaft für die äquatoriale und die polare Zone.

4. Der polare Typus des jährlichen Wärmeganges. Die mehr oder minder lange Polarnacht bringt es mit sich, dass der Eintritt der grössten Kälte sich von der eigentlichen Wintermitte der betreffenden Halbkugel noch weiter entfernt als in der gemässigten Zone und zwar bis zum oder selbst nach dem Wiederaufgang der Sonne, d. i. bis zum Februar oder März. Die Ursache ist dieselbe, die im täglichen Wärmegang das Temperaturminimum auf die Zeit des Sonnenaufgangs verlegt. Die höchste Temperatur hat aber stets der Juli. Im kontinentalen Polarklima liegt die grösste Kälte der Wintermitte noch am nächsten, es scheint sich eine Art Dämmerung der Wärme geltend zu machen. Die Kontinente reichen aber nicht genügend tief in das Polargebiet hinein, um ein rein kontinentales Polarklima hoher Breiten aufkommen zu lassen.

---

[1]) Theoretische Wärmezunahme innerhalb eines halben Monates im Frühjahr nach Meech (Cels.-Grade)

Nördliche Breite	31. Jan. b. 15. Febr.	15. Febr. b. 2. März	2. März b. 17. März	17. März b. 1. April	1. April b. 16. April	16. April b. 1. Mai	1. Mai b. 16. Mai	16. Mai b. 31. Mai	31. Mai b. 15. Juni
30	3.3	**4.1**	3.7	3.2	2.3	2.3	1.7	0.6	0.3
40	3.6	4.2	**4.7**	4.3	3.4	3.2	2.7	1.8	0.7
50	3.8	4.6	5.1	**5.6**	4.7	4.7	3.4	2.5	1.2
60	3.9	4.9	5.1	**7.1**	6.2	5.4	4.9	3.3	1.7
70	2.8	4.5	6.1	6.9	**7.4**	7.3	6.8	5.6	2.7

Unter 30° ist die Wärmezunahme zu langsam und zu gleichmässig, unter 60° schon zu rasch, um einen eigentlichen Frühling als ein Jahresviertel unterscheiden zu können.

5. Kontinentaler und ozeanischer Typus des jährlichen Wärmeganges. In jedem der obigen nach geographischen Breiten abgegrenzten Typen machen sich jene sehr hervortretenden Einflüsse geltend, welche durch die feste oder flüssige Unterlage der Atmosphäre bewirkt werden. Unter niedrigen Breiten äussert sich der Einfluss der Ozeane hauptsächlich durch eine starke Ausgleichung der Temperaturunterschiede der einzelnen Monate; in mittleren und höheren Breiten kommt dazu noch eine bedeutende Verspätung der Eintrittszeiten der extremen und mittleren Temperaturen, eine mehr oder minder vollständige Annäherung an den jährlichen Wärmegang der grossen Wasserflächen selbst.

Die Verspätung des Eintrittes der höchsten und niedrigsten Temperatur gegen die entsprechenden Extreme der Insolation betragen im Landklima etwas über drei Wochen (25 Tage), im Seeklima niedrigerer gemässigter Breiten fast zwei Monate, in hohen Breiten (60°) immer noch $1^1/_2$ Monate.[1]

Ein typisches Beispiel des (täglichen und jährlichen) Temperaturganges im Seeklima geben die Beobachtungsresultate auf der kleinen Felseninsel Pelagosa in der Mitte des adriatischen Meeres.[2]

Einen ähnlichen Einfluss auf den jährlichen Wärmegang wie eine maritime Lage hat auch die grössere Seehöhe eines Ortes. Derselbe soll später näher beleuchtet werden.

Die Temperaturtabelle enthält für jeden der vier Typen und Untertypen Beispiele für den kontinentalen und für den ozeanischen Wärmegang.

Den ausserordentlichen Einfluss der kontinentalen Lage auf die Vergrösserung der jährlichen Wärmeschwankung an der Erdoberfläche zeigen die unter ca. 50° liegenden Orte unserer Temperaturtabelle. Die jährliche Wärmeschwankung steigt im Innern von Asien auf mehr als den fünffachen Betrag von jenem, den sie an der Westküste von Europa hat, sie ist aber auch an der Ostküste noch viermal grösser als an der Westküste; die Ostküsten haben eine kontinentale Wärmeschwankung. Einen der grössten Temperaturgegensätze unter gleicher Breite zeigen die Orte Thorshavn, Faröer, und Jakutsk in Ostasien; im Januar ist Thorshavn um 46° wärmer, im Juli um 8° kälter.

Man sieht recht auffallend, wie die Winterkälte landeinwärts zunimmt (Januar von $+7^1/_2$ bis $-25^1/_2{}^0$), aber auch die Sommerwärme, doch weit weniger! (Juli von 16° auf 22°, also nur um 6°, dagegen Abnahme im Januar 33°.)

---

[1]) Die folgenden Gleichungen des jährlichen Ganges der Temperatur im typischen Land- und Seeklima geben einen schärferen Ausdruck für die Amplituden und Phasenzeiten desselben und gestatten einen Vergleich mit dem jährlichen Gange der Intensität der Sonnenstrahlung unter gleichen Breiten.

Jährlicher Gang der Temperatur

Seeklima, 35° nördl. Br.	$4.27 \sin(241.9 + x) + 0.58 \sin(33.2 + 2x)$
Landklima, 40° nördl. Br.	$14.52 \sin(272.7 + x) + 0.65 \sin(252.1 + 2x)$
Insolation, 40° nördl. Br.	$8.11 \sin(296.5 + x) + 0.32 \sin(312.5 + 2x)$
Seeklima, 60° nördl. Br.	$4.22 \sin(253.6 + x) + 0.77 \sin(59.4 + 2x)$
Landklima, 60° nördl. Br.	$23.93 \sin(271.3 + x) + 1.34 \sin(341.3 + 2x)$
Insolation, 60° nördl. Br.	$9.02 \sin(296.5 + x) + 1.28 \sin(144.2 + 2x)$

Den Formeln für Land- und Seeklima liegen die Zahlen in meinem Handbuch der Klimatologie, I. B., S. 142, zu Grunde, jenen für die Insolation die von Angot mit dem Transmissionskoëffizienten 0.7 berechneten Zahlen. Man sieht, dass die Verzögerung des Eintrittes der Extreme und Mittel im jährlichen Wärmegange gegen jene der Insolation beträgt: im Seeklima, 35° Br. 296.5—241.9° = 54.6°, d. i. 55.3 Tage oder fast 2 Monate, unter 60° Br. 296.5—253.6 = 42.9°, d. i. 43.5 Tage oder nahe $1^1/_2$ Monate (Reduktionsfaktor der Phasenzeiten im Winkelmass auf Tage 365 : 360 = 1.014). Im Landklima ist die Verspätung der Extreme bei 40° und 60° gleich 24.8 Tage.

Im Landklima ist das Verhältnis der Koëffizienten des ersten und zweiten Gliedes, d. i. $a_2 : a_1$, sehr klein, im Mittel nahe 0.05, daher das zweite Glied fast ohne Einfluss bleibt und der jährliche Wärmegang recht genau durch eine einfache Sinuskurve ausgedrückt wird. Im Seeklima hingegen ist dieses Verhältnis drei- bis viermal grösser, im Mittel 0.16, und es nimmt deshalb das zweite Glied einen grösseren Einfluss auf den berechneten jährlichen Gang, der sich auch weniger an den jährlichen Gang der Insolation anschliesst.

[2]) S. Met. Z. XXXIII. B. 1898. S. 421.

Das Kusten- und Inselklima hat wie das Meer einen kuhlen Fruhling und einen warmen Herbst, der Oktober ist viel warmer als der April, der September zuweilen warmer als der Juni. Im Inlandklima ist auch meist noch der Oktober etwas warmer als der April, doch giebt es Ausnahmsgebiete, uberall im Inlande ist aber der Juni weit warmer als der September.

Nach dem jahrlichen Warmegange unterscheidet man in gleichen Breiten drei Klimatypen: den ozeanisch-gemassigten Typus der Inseln und Kusten mit warmem Herbst und kuhlem Fruhjahr, den excessiven kontinentalen Typus, sehr kalter Winter, heisser Sommer, Fruhling und Herbst nahe gleiche Temperatur, einen gemischten Typus, wie er an den Ostkusten hoherer Breiten vorkommt, mit kaltem Winter, kuhlem Fruhling und Sommer, relativ warmerem Herbst.

Besondere ortliche Eigentumlichkeiten des jahrlichen Warmeganges.

1. Warmes Fruhjahr. Die Kirgisensteppe und Turkestan zeichnen sich durch ein sehr warmes Fruhjahr und kalten Herbst aus, der April ist viel warmer als der Oktober, der Mai warmer als der September. Wenn im kontinentalen Klima die Winterschneedecke fehlt oder geringfugig ist, erwarmt sich der Boden sehr rasch. Der jahrliche Warmegang schliesst sich dem Gange der Insolation viel naher an, der April und Mai mit ihrer grosseren Sonnenhohe werden entsprechend warmer als der Oktober und September. Den grossten Gegensatz dazu bildet der Warmegang an den Ostkusten, der hier durch Nemuro an der Ostkuste von Jesso reprasentiert werden mag.

Jahrlicher Warmegang. Abweichungen vom Jahresmittel

Jan	Febr	Marz	April	Mai	Juni	Juli	August	Sept	Okt	Nov	Dez
Kirgisensteppe und West-Turkestan[1]) 41° 3' nordl. Br., 66½° E, 320 m. Jahr 12.7°											
—16.1x	—14.0	—5.0	2.3	8.7	12.7	**14.4**	12.6	6.4	—1.5	—7.8	—12.6
Nemuro 43° 20' nordl. Br., 145° 35' E, 18 m. Jahr 5.8°											
—10.5	—10.9*	—7.8	—3.0	0.7	4.3	9.0	**12.3**	9.7	4.7	—1.4	—6.7

In Turkestan ist der Juni etwas warmer als der August, im Osten von Jesso (Nemuro) ist der Juni kuhler als der Oktober, der Juli kuhler als der September.

2. Ausserordentlich warmer Herbst. Der warmste Herbst findet sich in der Gegend der Kap Verdischen Inseln und an der Kuste von Senegambien. Die Kanaren und Madeira folgen in ihrem Warmegange ziemlich genau der Temperatur des umgebenden Meeres und haben deshalb einen sehr warmen Herbst, ebenso zeichnen sich die Inseln und Kustenlander des ostlichen Mittelmeerbeckens durch einen warmen Herbst aus, der teils auf Rechnung der Warmeabgabe des Meerwassers, z. T. aber auch auf die vorherrschenden Winde kommt[2]) (Sommer kuhle, nordliche Seewinde, Herbst warme, sudostliche Landwinde). Die grosste Anomalie bieten aber die schon tropischen Kap Verdischen Inseln, namentlich im Gegensatz zu dem Temperaturgang im Innern Senegambiens.

Jahrlicher Warmegang (in Abweichungen vom Jahresmittel) auf den Kap Verden, an der Kuste und im Innern von Senegambien

Jan	Febr	Marz	April	Mai	Juni	Juli	Aug	Sept	Okt	Nov	Dez
Kap Verdische Inseln											
—1.9	—2.0*	—1.9	—1.6	—0.7	0.0	0.8	2.1	**2.5**	2.2	1.0	—0.5
Gorée, Senegambien, Kuste											
—3.4	—4.2*	—3.8	—3.4	—2.0	1.7	3.6	3.8	**4.3**	3.9	1.5	—2.0
Senegambien, Inneres											
—3.2	—1.3	2.2	**4.5**	**4.6**	2.1	—0.7	—1.7x	—0.9	**—0.1**	—1.7	—3.7x

Auf den Kap Verdischen Inseln ist der Dezember warmer als der Mai, der Oktober warmer als der August. Ahnlich an der Kuste von Senegambien. Wenn sich das Innere von Senegambien im Fruhjahr stark erhitzt, steigert sich der kuhle Seewind an der Kuste und erniedrigt, von einem relativ sehr kuhlen Meer kommend, die Temperatur, die erst wieder steigt, wenn im Innern die Temperatur durch das Eintreten der Regen abgenommen hat und damit auch die Heftigkeit des Seewindes.

Das interessanteste Beispiel einer solchen Wechselwirkung ist an der Kalifornischen Kuste zu finden, namentlich in der Gegend von St. Francisco. Die kalifornischen Niederungen zwischen dem Kustengebirge und der Sierra Nevada im Osten erhitzen sich im Sommer ausserordentlich, weit uber 30°, wahrend die Kuste von einer kuhlen Meeresstromung bespult wird. Dadurch entsteht ein sturmischer Seewind, der durch alle Offnungen der Kustenkette landeinwarts zieht, und zwar um so heftiger und stetiger, je grosser die Hitze im Innern. Dieser Seewind unterdruckt zu St. Francisco vollig die normale Zunahme der Warme vom Fruhjahr zum Sommer, erst wenn das Innere sich abkuhlt und der Seewind infolge dessen schwacher wird, kann die Temperatur in St. Francisco noch etwas zunehmen[3]).

---

[1]) Funf Stationen.

[2]) S. Handbuch der Klimatologie. B. III. S. 37.

[3]) Handbuch der Klimatologie. B. III. S. 344.

Die folgende kleine Tabelle zeigt den merkwürdigen jährlichen Wärmegang, sowie die rasche Wärmezunahme landeinwärts. Sacramento liegt nur 130 km nordöstlich von St. Francisco. Alcatraz ist eine kleine Insel in der inneren Bai von St. Francisco.

Ort	Breite	Länge	Höhe	Jan.	Winter	Frühl.	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Jahr
Alcatraz	37° 49′	122° 25′	0	11.7	12.4	12.9	13.4	14.1	14.2	15.1	**15.6**	14.9	13.6
St. Francisco	37° 48′	122° 25′	25	9.7	10.2	12.7	14.5	14.6	14.7	**15.6**	15.0	13.1	13.1
Sacramento	38° 34′	121° 26′	14	7.8	8.7	15.0	20.7	**22.6**	22.1	20.6	16.8	11.9	15.5

Vom Mai bis zum August steigt die Temperatur in der Gegend von St. Francisco bloss um 1°, erst wenn im Innern die Temperatur sinkt, steigt sie rascher und erreicht im September oder Oktober das Jahresmaximum, das sich aber nur um 4—6° von der Januartemperatur unterscheidet; schon in Sacramento ist die Jahresschwankung drei- bis viermal grösser. Im Juli ist die mittlere Temperaturdifferenz 8.5° auf 130 km, der Temperaturgradient somit 1° auf 15 km; was die Heftigkeit des kühlen Seewindes erklärlich macht. Derselbe erniedrigt die Julitemperatur in der Breite von Palermo unter die Maitemperatur von Wien.

Mittlere Epochen der grössten Kälte und Wärme, sowie der mittleren Temperatur. Schon Kämtz hat berechnet, dass im grössten Teile der gemässigten Zone die tiefste Temperatur um den 14. Januar, die höchste um den 26. Juli eintritt, die mittlere: Ende April (24.) und Ende Oktober (21.).[1]) Für das nördliche Alpenvorland fand ich: Minimum 8. Januar, Maximum 24. Juli, Media 17. April und 18. Oktober; in maritimer Lage und auf grossen Höhen verspäten sich diese Epochen (dalmatinische Inseln: 22. Januar, 30. Juli, 5. Mai und 29. Oktober; Hochthäler der Alpen: 9. Januar und 25. Juli, 24. April und 23. Oktober; Gipfel (2100 m): 14. Januar, 2. August, 30. April und 24. Oktober.[2]) Schwalbe findet, dass der kälteste Tag am spätesten (13. Februar) eintritt an der nördlichen Ostsee, und von da nach Süden und Osten hin sich verfrüht (in Ostsibirien schon Ende Dezember eintritt). Der wärmste Tag tritt am spätesten in SE-Europa ein, zu Anfang August von Warschau bis Wien, nach Westen hin verfrüht er sich (Berlin 23. Juli, Rheinland, Südwestdeutschland 15. bis 17. Juli, Paris 14. Juli); in Sibirien tritt der wärmste Tag schon Anfang Juli ein.[3])

Die eingehendste Untersuchung über den mittleren Eintritt der Epochen der Extreme und der Media der Temperatur in Europa und Nordasien hat H. Wild angestellt.[4]) Als allgemeine Regel findet Wild, dass bei den maritim gelegenen Orten das Jahresminimum nach dem 22. Januar, das Jahresmaximum nach dem 22. Juli eintritt; an den kontinentalen Orten aber vor diesen Terminen.

Für die Vereinigten Staaten von Nordamerika hat Charles Schott ähnliches geleistet.[5]) Im grössten Teile der Union tritt die grösste Kälte am 18. Januar, die grösste Wärme am 24. Juli (also rund einen Monat nach den Solstitien) ein, die mittlere Temperatur fällt auf den 21. April und 22. Oktober, gleichfalls je einen Monat nach den Äquinoktien. An der pacifischen Küste verspäten sich die Phasenzeiten um etwa 15 Tage; im Innern treten sie um ca. 4 Tage früher ein als im Durchschnitt.

Von der südlichen Halbkugel fehlen eingehendere Untersuchungen über die Wendepunkte der Jahreskurve der Wärme. Es wurde schon oben darauf hingewiesen, dass im Kontinentalklima der südlichen Hemisphäre vielfach die niedrigste Temperatur viel früher eintritt, als unter gleicher Breite im Norden, d. i. schon im

---

[1]) Lehrbuch. B. I. 1832. S. 126. S. a. Wild, Temperaturverhältnisse des Russischen Reiches. S. 241.

[2]) Hann, Temperaturverhältnisse der österreichischen Alpenländer. Sitzungsber. d. Akad. Wien 1884—85.

[3]) Schwalbe, Über die Maxima und Minima der Jahreskurve der Temperatur. Berlin 1892. S. auch G. Hellmann, Jährlicher Gang der Temperatur in Norddeutschland. Berlin 1883.

[4]) Temperaturverhältnisse des Russischen Reiches. S. 231—251.

[5]) Atmospheric Temperature of the U. S. Washington 1876.

Juni (unserem Dezember entsprechend)[1]. Im Innern von Argentinien tritt die höchste Temperatur um den 20. Januar, die niedrigste um den 26. Juni (dem 26. Dezember der nördlichen Hemisphäre entsprechend) ein, die Media etwas vor Mitte April und zu Anfang des Oktober. An den Küsten aber treten, wie zu erwarten, die Extreme wie die Mitteltemperaturen später ein.

Über die Darstellung des jährlichen Ganges der Temperatur. Man nimmt zumeist einfach an, dass die Monatsmittel der Temperatur auch die Temperatur des mittleren Monatstages vorstellen. Dass dies nicht genau richtig ist, ergiebt sich sofort aus der Überlegung, dass das Mittel des kältesten Monates jedenfalls etwas höher, das Mittel des wärmsten Monates etwas niedriger sein muss, als die mittlere Temperatur des ganzen Monates. Nur wenn die Änderungen im Laufe eines Monates in gleichem Sinne und in gleicher Grösse fortschreiten, wird das Monatsmittel auch der Temperatur des mittleren Monatstages gleich sein. Das ist aber im allgemeinen nicht der Fall. Stellt man den jährlichen Gang der Temperatur durch ein Diagramm, eine Kurve oder durch periodische Reihen dar, so sollte man nicht die Monatsmittel, sondern die Temperaturen der mittleren Tage des Monats (im letzteren Falle der Mittel der Jahreszwölftel) verwenden[2]. Besitzt man keine Tagesmittel, die aus einer sehr langjährigen Periode abgeleitet (und überdies noch ausgeglichen) sind, so muss man an die Monatsmittel eine Korrektion anbringen, um genähert die wahre mittlere Temperatur der mittleren Monatstage zu erhalten.

Regeln für die Berechnung dieser Korrektionen haben B. Sresnewskij und J. Kleiber angegeben[3].

Ersterer findet, dass, soweit sich der Temperaturgang während eines einzelnen Monates durch eine einfache Sinuskurve darstellen lässt, die Differenz zwischen mittlerer Monatstemperatur t und der Temperatur des mittleren Monatstages t' durch folgende Formel ausgedrückt wird, in der T die mittlere Jahrestemperatur bezeichnet:

$$t' - t = 0.01154\,(t - T)$$

Für Breslau wäre z. B. diese Korrektion für das Julimittel $t = 18.14$, Jahrestemperatur $T = 7.97$, $t - T = 10.17$, somit Korrektion $+0.12$, und die normale Temperatur des mittleren Monatstages 18.26.

---

[1] In Europa finden wir nur im äussersten Westen von Frankreich und in Irland ähnliches. S. Klimatologie B. III. S. 125.

[2] Supan hat auf eine Fehlerquelle bei graphischen Darstellungen hingewiesen: Über die graphische Darstellung des jährlichen Ganges der Temperatur und die Genauigkeit der dadurch erzielten Resultate. Pet. Geogr. Mitt. 1887. S. 166—167. Er findet, dass die Temperatur des wärmsten Tages von der Mitteltemperatur des wärmsten Monates im Ostseegebiet um 0.8°, in Nordrussland um 1.7°, in Mittelrussland um 1.2°, in Astrachan und Fort Alexandrowsk um 0.8° abweicht. Dabei ist aber zu beachten, dass in diesen Differenzen auch noch die kleinen unperiodischen Änderungen stecken, die in Tagesmitteln selbst aus 50jährigen Beobachtungen immer noch in erheblichem Masse sich geltend machen. Aber auch 100jährige Tagesmittel liefern direkt noch keinen normalen Temperaturgang (s. später). Supan hat die von Wahlén berechneten rohen Tagesmittel (Rep. f. Met. III. Suppl.-B. 1886) mit den Monatsmitteln verglichen und so obige Differenzen gefunden. Im normalen jährlichen Gange stellen sich die Differenzen zwischen extremen Monatsmitteln und extremen Tagesmitteln etwas kleiner heraus. Es fällt natürlich auch die Jahresschwankung der Temperatur kleiner aus, wenn man die Differenz der Temperatur der extremen Monate statt jener der extremen (normalen) Tagesmittel derselben zu Grunde legt. Da aber letztere nur in seltenen Fällen vorliegen, nötigt die Vergleichbarkeit der Resultate bei ersterem Vorgange zu bleiben.

Es ergeben sich grosse Differenzen zwischen der Temperatur der extremen Monate und jener der extremen Tagesmittel. Z. B. Breslau. Mittel 1791—1890. Extreme Monatsmittel Januar −2.8°, Juli 18.1°, Jahresschwankung 20.9°, extreme Tagesmittel −3.7 (9. Januar) und 18.7° (1. August), Differenz 22.4°, selbst ausgeglichene Tagesmittel gaben noch 22.2°.

[3] B. Sresnewskij, Die graphische Ableitung des jährlichen Ganges der Temperatur aus den Monatsmitteln. Rep. f. M. B. XII. Kl. Mitt. 1. 1889 und J. Kleiber, Bestimmung des wahren Ganges der meteorolog. Elemente aus vereinzelten Mittelwerten. Rep. f. M. B. XIII. Kl. M. 1. 1890. S. auch Met. Z. 1890. Litteraturbericht. S. 62 u. 96.





Kleiber begründet eine etwas schärfere, den individuellen Temperaturgang berücksichtigende Methode, indem er mit zweiten Differenzen der Monatstemperaturen rechnet. Die Korrektion beträgt $^1/_{24}$ der zweiten Differenz und ist mit entgegengesetzten Zeichen an die Monatstemperatur anzubringen. Z. B.

Petersburg

Monat	Dez.		Jan.		Febr.		März		April		Mai		Juni		Juli		Aug.
Temperatur	—6.64		—9.41		—8.61		—4.56		1.90		8.77		14.73		17.65		16.19
Δ_1		—2.77		0.80		4.05		6.46		6.87		5.96		2.92		—1.46	
Δ_2			3.57		3.25		2.41		0 41		—0.91		—3.04		—4.38		(—4.05)
$^1/_2\Delta_{42}$ Korr.			—0.15		—0.14		—0.10		—0.02		0.04		0.13		0.18		0.17
Temp. d. mittl. Monatstages			—9.56		—8.75		—4.66		1.88		8.81		14.86		17.83		16.36

Die derart berechneten Temperaturen des mittleren Monatstages weichen nur um wenige hundertel Grade von den direkt berechneten normalen Tagestemperaturen ab.[1])

Man kann die Regel von Kleiber auch in folgenden einfachen Satz zusammenfassen: Man bildet die Differenz zwischen dem Monatsmittel und dem Mittel der beiden benachbarten Monate, dividiert selbe durch 12 und bringt den Quotienten so an, dass diese Differenz vergrössert wird. Z. B. Juli, $17.65 - {}^1/_2\,(14.73 + 16.19) = 2.19$, Korrektion $^1/_{12}$ davon, also 0.18 wie oben.

In Bezug auf die Begründung dieser Rechnungsmethoden muss auf die citierten Abhandlungen verwiesen werden.

Die Störungen im jährlichen Wärmegang. Verfolgt man den jährlichen Wärmegang innerhalb kürzerer Perioden, als es die Monate sind, in den Mitteln für je fünf Tage, namentlich aber von Tag zu Tag, so zeigt sich in den mittleren und höheren Breiten keine so regelmässige Zunahme und Abnahme der Wärme mehr, wie sie scheinbar nach dem Monatsmittel stattfindet. In der Periode der Wärmezunahme vor allen steigt die Temperatur nicht gleichförmig an, sondern es finden häufige Kälterückfälle statt, desgleichen, aber weniger auffallend ist das Sinken der Temperatur durch Wiedereintreten von kurzen Erwärmungsperioden, unterbrochen, und ebenso stellen sich in der kalten Jahreszeit Episoden höherer Temperatur ein. Manche dieser Kälterückfälle und Wärmeperioden treten zu gewissen Jahreszeiten so häufig und kräftig auf, dass sie selbst in hundertjährigen Tagesmitteln sich als scheinbar feststehende Eigentümlichkeiten des jährlichen Wärmeganges geltend machen, während im übrigen die Linie des jährlichen Temperaturverlaufes namentlich im aufsteigenden Aste wie mit Sägezähnen besetzt erscheint (siehe beifolgende Tafel „Jährlicher Gang der Temperatur nach 100 jährigen Tagesmitteln), so unruhig bewegt sich die Temperatur auf und ab.

Genauere vergleichende Untersuchungen über das Auftreten bestimmter Kälterückfälle und Wärmeperioden in verschiedenen Teilen der Erdoberfläche fehlen noch, wohl wegen des Mangels genügender langjähriger Tagesmittel der Temperatur aus allen Teilen der Erde.[2]) Es würden sich wohl Beziehungen zwischen dem Temperaturgang benachbarter Teile der Erdoberfläche ergeben, denn wie einerseits nicht anzunehmen ist, dass die Wärmezunahme auch unter mittleren oder normalen Verhältnissen überall gleichmässig erfolgt, so muss auch gefolgert werden, dass dies Reaktionen von Seite der im Wärmefortschritt zurückgebliebenen Gegenden hervorrufen, und damit Kälterückfälle in den zu rasch sich erwärmenden Gegenden erzeugen muss.[3])

---

[1]) Da die Temperaturen des wärmsten und kältesten Tages des Jahres meist nicht mit einem mittleren Monatstage zusammenfallen, so weichen diese ganz erheblich von ersteren ab, was, um Missverständnisse zu vermeiden, nochmals hervorgehoben werden mag. Die Jahresschwankung der Temperatur zu St. Petersburg als Differenz des wärmsten und kältesten Tages im normalen Wärmegang ist 27.7°, nach den normalen Monatsmitteln 27.1°, nach den bloss (nach Bloxam) ausgeglichenen Tagesmitteln 28.2° (118 jährige Mittel nach Wahlén: extreme Monatsmittel — 9.4° und 17.7°, extreme Tagesmittel nach der Formel berechnet — 9.7° und 17.9°, bloss ausgeglichen — 9.9° und 18.3°).

[2]) Dr. van Rijckevorsel, On the Temp. of Europa. Phil. Mag. Vol. 45. May 1898. S. 459. Die völlige Übereinstimmung, die Rijckevorsel voraussetzt, ist aber nicht vorhanden.

[3]) So scheint sich der Kälterückfall im Mai zuerst im mittleren Schweden, dann in den Ostseeländern hierauf in Norddeutschland, später in Westfalen und der Rheinprovinz und im östlichen Frankreich und Öster-

Die 100jährigen Tagesmittel von Wien[1]) ergaben z B als bemerkenswerteste Störungen des normalen Temperaturganges, die für ganz Mitteleuropa gelten durften Nachdem die Temperatur vom kältesten Tag, dem 7 Januar mit —2 5°, ziemlich regelmässig bis zum 6 und 7 Februar auf +0 4° gestiegen, sinkt sie wieder und erreicht vom 11—13 wieder —0 1° (am 13 —0 4°) Der berühmte Kälterückfall zu Anfang des Mai, um den 10, 11 und 12 (die Eismänner, gestrengen Herren Pancratius, Servatius und Bonifacius) tritt in diesen Tagesmitteln nicht auffallend hervor, die Temperatur steigt bis zum 9 auf 15 4° und fällt dann wieder bis zum 11 auf 15 0°, um sogleich wieder zu steigen[2]) Viel stärker ausgeprägt ist der Kälterückfall um die Mitte des Juni Am 13 Juni hat die Temperatur 19 5° erreicht, fällt dann bis 20 auf 18 5 und erreicht erst wieder am 26 19 5° Selbst in fünftägigen Mitteln finden wir vom 13 bis 16 Juni 19 2°, vom 17 bis 21 hingegen nur 18 9° Das ist die stärkste Temperaturanomalie des Jahres[3]) Die populären Wärmeperioden im Herbst, Ende September oder Oktober (Nachsommer, alter Weibersommer, Indian summer) finden sich in den 100jährigen Tagesmitteln nicht, offenbar weil ihre Eintrittszeit zu grossen Schwankungen unterworfen ist Die 80jährigen Tagesmittel von Prag (1800—1879) zeigen noch stärker hervortretend die gleichen Störungsperioden, im Februar selbst in dem Pentadenmittel 31 Januar bis 4 Februar —0 95, 5 bis 9 Februar —0 47, 10 bis 14 Februar —1 16°, im Mai, 8 und 9 14 3°, 10 14 0°, 11 13,9°, 12 und 13 14 3° Der 13 und 14 Juni hat 18 4, die Temperatur sinkt bis 18 und 19 auf 17 9° und steigt dann wieder am 22 und 23 auf 18 9[4]) Dasselbe zeigen die 100jährigen Tagesmittel von Breslau, wo auch der Wärmerückgang im Mai sich direkt bemerkbar macht 8 14 2°, 9 12 3°, 10 12 1°, 12 12 2°, 13 12 5° Der Kälterückfall Anfang Februar (1 —1 6°, 4 —0 7°, 13 und 14 —2 3°) und Mitte Juni ist stark ausgesprochen (13 und 14 16 8°, 17 bis 19 15 9°) Dagegen ist in den 27jährigen Tagesmitteln von Mailand (1763—1834) kein merklicher Wärmerückgang im Februar und Juni, und eine kaum merkliche Temperaturdepression vom 12 bis 14 Mai angedeutet[5])

Die 130jährigen Tagesmittel von Paris zeigen dieselbe Wärmeperiode vom 7 bis 10 Februar und eine Abkühlung vom 11 bis 14 Februar, im Mai eine kleine Temperaturdepression am 10, im Juni eine Abkühlung vom 16 bis 20, im Dezember eine Kälteperiode vom 25 bis gegen Ende[6]) Zu Rothesay an der Westküste Schottlands finden wir ähnliche Störungen[7]), aber in den 100jährigen Tagesmitteln von Edinburgh treten dieselben kaum hervor[8]), wohl aber in den 50jährigen Mitteln von London[9])

Von hohem Interesse ist die von Roche gelieferte Gegenüberstellung der fünftägigen Temperaturmittel von Montpellier in den Perioden 1756—1770, 1771—1792 und 1857—1866, welche einen völligen Parallelismus zeigen in den Kälterückfällen und Wärmeperioden, die aber mit den oben erwähnten nicht korrespondieren[10])

Die langjährigen Tagesmittel von Nordamerika sind noch nicht spezieller untersucht auf bestimmte Störungsperioden, eine Temperaturdepression Anfang Mai und Mitte Juni wie in Westeuropa scheint nicht vorhanden zu sein[11])

---

reich und noch später in Russland geltend zu machen, sich also radial von NW nach S und SE auszubreiten (Assmann)

[1]) Hann, Über die Temperatur von Wien nach 100jährigen Beobachtungen Sitzungsber der Wiener Akademie LXXVI B Nov 1877

[2]) Die Litteratur über die Maifröste vom 10 bis 12 und über deren Ursachen ist eine sehr grosse Wir verweisen hier nur auf Dove, Über Kälterückfälle im Mai Abhandl der Berliner Akad 1856 p 121 — W v Bezold, Die Kälterückfälle im Mai Abhandl der k bayer Akad München 1883 — van Bebber, Die gestrengen Herren Met Z XVIII 145, ebenda 418, XIX 183, 245, 420 — Kranhenhagen, Deutsche Met Z I 1884 S 371 — Hegyfoky, Meteorologie des Mai in Ungarn Budapest 1886 Met Z Litteraturber [95] — R Hennig, Untersuchungen über die „kalten Tage“ des Mai Resume der Ergebnisse der älteren und eigener Untersuchungen „Das Wetter“ XV 1898 S 85 etc — Heyer, S 167 — V Kremser, Beiträge zur Frage der Kälterückfälle im Mai Sie treten in manchen Jahresreihen auf, fehlen aber wieder in anderen Reihen, daher in langjährigen Mitteln nur angedeutet Met Z 1900 S 209 — S auch Muttrich-Bezold, Met Z 1899 S 114 — Assmann, Nachtfröste des Mai Magdeb Zeitung Juni 1881

[3]) Über die Kälterückfälle des Juni siehe Hellmann, Met Z XII 1877 S 4—6 und Jährlicher Gang der Temperatur in Norddeutschland Zeitschr d k preuss statistischen Bureaus 1883 — Kranhenhagen, Deutsche Met Z 1884 (I) S 11

[4]) F Augustin, Der jährliche Gang der meteorologischen Elemente in Prag Abhandl der k böhm Gesellsch VII Folge 2 B Prag 1888

[5]) Celoria, Sulle variazioni periodiche e non periodiche della temperature nel clima di Milano Publ de R Osserv di Brera Milano 1874

[6]) Renou, s Met Z XXVI 1891 S 63

[7]) Buchan, s Met Z XVIII 1883 S 389

[8]) Mossmann, The Meteorology of Edinburgh Trans R Soc Edinburgh XXXVIII Part III 1896 S 705 Buchan, Interruption in the Regular Rise and Fall of Temp etc Journ Scottish Met Soc II S 4, 41 u 107.

[9]) Ellis, Mean temp of the air R Observ Greenwich 1841—1890 Quart Journ R Met Soc XVIII 1892 S 288 und 289

[10]) Met Z XVIII 1883 S 315

[11]) Ch Schott, Tables of Atmosph Temp in the U S Washington 1876 S 193

Viertes Kapitel.

Die unperiodischen Änderungen der Temperatur. Veränderlichkeit der Monats- und Jahresmittel.

Die Feststellung der Störungen des jährlichen Wärmeganges leitet unmittelbar hinüber zur Untersuchung der Verschiedenheiten des jährlichen Verlaufes der Temperatur in verschiedenen Jahrgängen. Selbst die Monatsmittel, noch mehr natürlich die Tagesmittel, schwanken nach den Jahren namentlich im Winter höherer Breiten innerhalb sehr weiter Grenzen, so dass sogar die Frage sich aufdrängt, welche reale Bedeutung die Mitteltemperaturen überhaupt haben.

In Wien hatte z. B. der 1. Januar 1849 eine mittlere Temperatur von —14.0°, dagegen 1860 +11.0° (im 100jährigen Mittel —1.9°).[1] Ja die Jahreszeiten können geradezu umgekehrt erscheinen. Am 21. Juni 1874 zeigte das Thermometer in Münster um 6h morgens 7.0°, Minimum 4.6°, ein halbes Jahr früher am 24. Dezember (1873) war die Temperatur um 6h a 9.6°, das Minimum 5.0°. (Heis). Der 1. Januar 1883 hatte zu Landsdowne eine mittlere Temperatur von 11.7° (Minimum 10.3°), der 16. Juli hingegen war mit 11.2 (Minimum 6.3°) um einen halben Grad kälter. Diese Beispiele genügen, um zu zeigen, innerhalb welch enormer Grenzen die Tagesmittel schwanken können, und welch lange Beobachtungsreihen (in mittleren und höheren Breiten) nötig sind, um Tagesmittel ableiten zu können, welche den einem Orte eigentümlichen jährlichen Wärmegang einigermassen verlässlich zu beurteilen gestatten.

Dass ein „normaler" Wärmegang für jeden Ort vorausgesetzt werden darf, können wir trotzdem schon daraus schliessen, dass die ältesten Beobachtungsergebnisse, die wir besitzen, keine Änderungen im jährlichen Wärmegang erkennen lassen, wenn auch die Temperaturen selbst früher meist höher gefunden worden sind als jetzt, was aber keineswegs als eine thatsächliche säkulare Temperaturänderung gedeutet werden darf, da die Ursache dafür, wie wir sehen werden, anderwärts gesucht werden muss.

Die Temperaturaufzeichnungen der Mitglieder der Accademia del Cimento in Florenz vor 200 Jahren zeigen denselben jährlichen Wärmegang, wie er aus den jüngsten Aufzeichnungen sich ergiebt, ebenso finden wir, dass zu Paris der jährliche Temperaturgang vor 100 Jahren der gleiche war, wie jetzt. Die Phasenzeiten stimmen völlig, die Jahresschwankung ergiebt sich aus den alten Aufzeichnungen etwas grösser, was jedenfalls in der schlechteren Aufstellung der Thermometer (grössere Strahlungseinflüsse) begründet ist.[2])

Von der absoluten Grösse der Schwankungen der Monatsmittel geben folgende Beispiele eine Vorstellung.

---

1) Die grössten Extreme gleicher Jahrestage zu Wien sind:

22. Januar	1828	9.0°	1850	—20.0°	Differenz 29.0
27. „	1834	13.5°	1776	—17.8°	„ 31.3
28. „	1834	12.3°	1776	—19.6°	„ 31.9
24. Dez.	1806	13.0°	1798	—18.5°	„ 31.5

2) Ich finde folgende Gleichungen des jährlichen Wärmeganges:

Florenz

Dezember 1654 bis März 1670	$16.72 + 10.88 \sin(266.8 + x) + 0.81 \sin(31.3 + 2x)$
1866—1886	$14.51 + 9.60 \sin(265.5 + x) + 1.04 \sin(19.1 + 2x)$

Paris

1761—1780	$10.76 + 9.00 \sin(266.3 + x) + 0.85 \sin(8.6 + 2x)$
1861—1880	$10.82 + 8.10 \sin(268.2 + x) + 0.93 \sin(6.2 + 2x)$

Die Eintrittszeiten der Extreme stimmen etwa auf ein oder zwei Tage, die Jahresschwankung ist in den älteren Beobachtungsreihen um 13 (Florenz) und 11 (Paris) Proz. grösser. Zufällig haben Florenz und Paris fast den gleichen jährlichen Wärmegang. Die Temperaturmittel von Florenz 1654—1670 habe ich entnommen: Meucci, Le prime Osservazioni Meteorologiche. R. Istituto di Studi superiori di Firenze; Paris: nach Renou, Met. Z. 1891. S. 61.

In Wien hatte der Dezember 1840 eine mittlere Temperatur von —9.5 (normal —0.3), der mittleren Januartemperatur von Petersburg entsprechend, dagegen der Dezember 1824 (und 1833) 5.2°, gleich dem Januar von Pola.

Der kälteste Juli (1837) entsprach mit 17.4° einem Juli in Nordengland, dagegen der Juli 1794 mit 24.6° dem Juli in Triest. Das kälteste Jahr 1829 hatte 7.4°, das wärmste 1822 11.8°. In Laibach hatte der Dezember 1879 —11.7°, dagegen 1868 6.0°, eine absolute Schwankung von 17.7°. Krakau hatte in 50 Jahren einmal die Januartemperatur von Kasan (1829, —13.9°), ein anderes Mal jene von Riva (1825, 3.9°).

Petersburg hatte innerhalb 118 Jahren als Extreme der Januartemperatur —21.5° (1814) und —1.9° (1843), Schwankung 19.6°, der Julitemperatur 21.9° (1774) und 14.1° (1832 und 1878), Schwankung 7.8°.

Diese Beispiele zeigen schon, dass die Schwankungen der extremen Monatstemperaturen im Winter (der mittleren und höheren Breiten) viel grösser sind als im Sommer. Bildet man die Abweichungen von der normalen Temperatur, so findet man ferner, dass im Winter die kältesten Monate tiefer unter den Mittelwert hinabsinken, als die wärmsten sich darüber erheben, im Sommer dagegen das Umgekehrte stattfindet. Die folgenden Zahlen zeigen dies specieller.

Abweichungen der kältesten und wärmsten Monatsmittel von der normalen Temperatur [1]) (Mitteleuropa.)

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
—8.2	—7.2	—6.3	—4.3	—4.1	—3.5	—3.3	—3.2	—3.0*	—3.9	—4.9	**—9.7**	—2.15
6.2	5.0	4.7	5.0	4.4	3.9	3.6	4.4	3.3*	3.6	4.1	5.4	1.93
Absolute Schwankung (absolute Veränderlichkeit nach Dove)												
14.4	12.2	11.0	9.3	8.5	7.4	6.9	7.6	6.3*	7.5	9.0	**15.1**	4.08

Von Oktober bis März gehen die kältesten Monate tiefer unter das Mittel hinab, als die wärmsten es überschreiten, von April bis September findet das Umgekehrte statt, die wärmsten Monate zeigen die grösste Abweichung. Die „absolute Veränderlichkeit" der Monatstemperaturen ist im Winter zweimal so gross als im Sommer [2]).

Ein ähnliches Verhalten zeigen in Europa auch die höchsten und tiefsten Tagesmittel, sowie auch die extremen Momentantemperaturen.

Dies gilt aber nicht für alle Klimagebiete, in Ostasien, z. B. in Peking, weichen nur im Herbst die wärmsten Monate mehr von den normalen Temperaturen ab als die kältesten [3]). Zu Cordoba in Argentinien sind die mittleren Abweichnungen der wärmsten und kältesten Monate folgende:

Sommer + 1.9 u. — 2.2 Winter + 2.4 u. — 3.3 Mittel + 2.2 u. — 2.5

Die negativen Abweichungen sind in allen Jahreszeiten etwas grösser als die positiven.

In den Tropen ist die absolute Veränderlichkeit der Monatstemperaturen gering. In Madras und Batavia (äquatorial) finden wir z. B. folgendes Verhältnis:

---

[1]) Mittel aus Berlin 117 Jahre, Wien 100, Breslau 84, Prag 80, Warschau 55, München 54, Paris 130, Karlsruhe 81, Königsberg 45, im Mittel 86 Jahrgänge ca. (Paris, Wien je $1^1/_2$mal gerechnet).

[2]) Man findet in B. II, S. 229 von W. Doves klimatologischen Beiträgen eine ausführliche Tabelle der extremen Monatstemperaturen und der absoluten Veränderlichkeit in Europa, Asien und Nordamerika. Die grösste Veränderlichkeit findet man in Sibirien und Nordrussland. Im Detail in: Dove, Die mittlere u. absolute Veränderlichkeit der Temperatur der Atmosphäre. Abhandlungen der k. preuss. Akademie 1866. Berlin 1867.

[3]) Für Peking (23 Jahre) ergeben sich folgende mittlere Abweichungen:

	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
Kälteste Monate	—4.1	—3.1	—2.1	—2.1	—1.4
Wärmste Monate	2.9	2.3	1.6	2.6	0.9
Absolute Schwankung	7.0	5.4	3.7	4.7	2.3

	Mittlere Abweichungen der kältesten	wärmsten	Absolute Schwankung
	Monate		
Madras (42 Jahre)			
Trockene Zeit (Januar bis Juni)	— 2·4	+ 2·5	4·9
Regenzeit (Juli bis Dezember)	— 1·6	+ 1·8	3·4
Batavia (30 Jahre)			
Trockene Zeit (April bis September)	— 0·7	+ 1·1	1.8
Nasse Zeit (Oktober bis März)	— 0·7	+ 0·7	1·4

Hier sind es die wärmsten Monate, welche am weitesten vom Mittelwert sich entfernen; die Trockenzeit hat grössere Abweichungen aufzuweisen als die Regenzeit.

Absolute Temperaturextreme. Die auf der Erdoberfläche vorkommenden absoluten Temperaturextreme liegen zwischen 50° C. (Arabien, Mesopotamien, Sahara, Pendschab, Arizona und Inneres von Kalifornien, Inneres von Australien) und — 70° (in der Gegend von Werchojansk, NE-Asien). Die höchsten Temperaturen sind etwas unsicher (als wirkliche Luftwärme), weil die Wärmestrahlung sehr schwer genügend zu eliminieren ist. In der Oase Wargla (Algerien) wurden am 17. Juli 1879 53° beobachtet, in Jakobabad[1]) im oberen Sind (Indien) am 13. Juni 1897 52·2°; dagegen zu Werchojansk am 15. Januar 1885 —68°. Es unterliegt demnach keinem Zweifel, dass am ostsibirischen Kältepol die Lufttemperatur in der Nähe der Erdoberfläche gelegentlich auch noch unter —70° herabsinken mag. Über Temperaturextreme vergleiche man mein Handbuch der Klimatologie, B. II und III, auch Symons Monthly Met. Mag. Vol. 34. 1899. S. 129.

1. Mittlere Veränderlichkeit der Monatsmittel der Temperatur. Wichtiger noch als die absolute Veränderlichkeit der Monatsmittel der Temperatur ist die mittlere Veränderlichkeit, welche am besten geeignet ist, als Mass der Schwankungen um den Mittelwert zu dienen und zugleich als Mass der Verlässlichkeit des Mittels (des wahrscheinlichen Fehlers desselben). Die absolute Veränderlichkeit lässt sich erst aus einer sehr langen Reihe von Jahren mit einiger Bestimmtheit ableiten, sie kann für benachbarte Orte sehr verschieden sein, wenn sie nicht aus den gleichen Jahren berechnet wurde. Die mittlere Veränderlichkeit aber kann schon aus einer geringeren Zahl von Jahrgängen so bestimmt werden, dass spätere Jahrgänge dieselbe nur wenig mehr ändern. Es ist das Verdienst von H. W. Dove, die mittlere Veränderlichkeit der Monatsmittel (auch mittlere Anomalie genannt) für sehr viele Orte berechnet zu haben.[2])

Bildet man die Abweichungen der Temperaturmittel eines Monates in verschiedenen Jahrgängen vom Gesamtmittel und nimmt deren Mittel, indem man die Abweichungen ohne Rücksicht auf ihr Zeichen addiert und durch die Zahl der Jahre dividiert, so erhält man die mittlere Abweichung oder mittlere Veränderung dieses Monatsmittels. Ebenso kann man mit den Jahresmitteln und natürlich auch mit den Tagesmitteln verfahren. Auf einen je längeren Zeitabschnitt die Mittel sich beziehen, desto kleiner wird natürlich die mittlere Veränderlichkeit derselben, die Tagesmittel sind am veränderlichsten, die Jahresmittel am konstantesten.

[1]) Das mittlere Jahresmaximum dieses Ortes (1887—1898) ist 50.3°, das mittlere tägliche Maximum von Mitte Mai bis Mitte Juni 44.6°, das durchschnittliche für den 30. Mai 45.6°. Weiteres s. auch Wüstenklima in Kalifornien. Met. Z. 1893. S. 19.

[2]) H. W. Dove, Klimatologische Beiträge. II. Teil. Berlin 1869. S. 217 u. s. f., und Wild, Temperaturverhältnisse des Russischen Reiches. S. 251 u. 271, Tabelle S. 259. Man findet daselbst eine eingehendere Untersuchung über die Veränderlichkeit der Monats- und Jahresmittel.

Abweichungen der Dezembermittel von Wien vom 50jährigen Mittel 1831—1880

Jahrgänge	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	Summe	Mittel
1831—1840	2.0	0.1	—1.1	5.6	2.1	—1.9	3.6	—0.6	—0.5	1.3	18.8	1.9
1841—1850	—9.1	3.3	2.1	3.7	—4.0	3.0	—1.5	0.6	—0.4	—1.6	29.3	2.9

Die mittlere Veränderlichkeit des Dezembermittels in den 20 Jahrgängen 1831 bis 1850 ist somit 2.4°, die nächsten 20 Jahrgänge liefern 2.0°, Mittel von 40 Jahren somit 2.2°, die 90 Jahrgänge von 1775—1864 geben 2.3° Man kann demnach aus 20jährigen Beobachtungen schon einen brauchbaren Wert der Veränderlichkeit ableiten. Unter diese Zahl von Jahrgängen soll man aber in den gemässigten und höheren Breiten nicht herabgehen Ein Beispiel für den jährlichen Gang der Veränderlichkeit oder der mittleren Anomalie der Monats- und Jahresmittel geben folgende Zahlen [1])

Veränderlichkeit der Mitteltemperaturen zu Wien 1775—1874

Jan	Febr	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug	Sept	Okt	Nov	Dez	Jahr
2.4	2.3	1.7	1.6	1.5	1.2*	1.2	1.3	1.1*	1.5	1.3	2.3	0.72

Die Veränderlichkeit ist im Januar doppelt so gross wie im Sommer (Wintermittel 2.33, Sommermittel 1.23) Die mittlere Abweichung eines Tagesmittels im Januar ist 0.5°, im August und September 0.3°

Die Veränderlichkeit der Mittelwerte nimmt mit der geographischen Breite zu und ist dabei am grössten in dem Grenzgebiete zwischen Kontinental- und Seeklima, besser gesagt in jenem Teil des Kontinentalklimas, welcher zeitweilig auch in das Gebiet des Seeklimas aufgenommen wird

Eine Übersicht über die Grösse der Veränderlichkeit in verschiedenen Teilen der Erde geben folgende Zahlen

Gegend	Nord-Russl	W.-Sibirien u Ural	Mittel-Russl	Nord-deutschl	Nördl Ostalpen	Süd-Alpen	Italien	Dalmat Inseln	England	Inn Nord-Amerika[2])
Winter	3.4	3.0	3.1	2.0	2.3	1.6	1.4	1.3	1.4	2.5
Sommer	1.6	1.3	1.4	0.9	1.1	1.0	1.0	0.8	1.0	1.2
Mittel	2.3	2.0	2.1	1.3	1.6	1.2	1.2	1.2	1.3	2.0

In der gemässigten Zone der südlichen Hemisphäre ist die Veränderlichkeit vielfach im Sommer grösser als im Winter Z. B:

Mittlere Veränderlichkeit der Monats- und Jahresmittel

	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
Cordoba (kontinentales Klima)	**1.08**	0.70*	**0.90**	0.79	0.87
Auckland (ozeanisch)	0.49*	0.67	**1.02**	0.71	0.42

In den Tropen ist die Veränderlichkeit gering, namentlich im Äquatorialgebiet selbst Zu Batavia ist die Veränderlichkeit der Monatsmittel in der nassen Jahreshälfte (Oktober bis März) 0.33°, in der trockenen 0.27°, die Veränderlichkeit des Jahresmittels ist bloss 0.19

[1]) Die umfassendsten Zusammenstellungen über die Abweichungen der einzelnen Monatsmittel von langjährigen Monatsmitteln findet man bei Dove Über die nichtperiodischen Änderungen der Temperaturverteilung auf der Oberfläche der Erde in dem Zeitraum 1729—1843 IV Teil Abhandlungen der Berliner Akademie 1847 Die Witterungsgeschichte des letzten Jahrzehntes 1840—1850 Berlin 1853, und Über die mittlere und absolute Veränderung der Temperatur der Atmosphäre Ebenda Berlin 1867 — Beispiele langer Reihen Berlin 1719—1866, Breslau 1791—1866, Regensburg 1773—1834, Peissenberg 1792—1850, Trier 1788—1866, Palermo 1791—1857, Zwanenburg 1743—1835, Salem (Nordamerika) 1787—1828, Newhaven 1778—1865 u s w, auch englische Stationen mit langen Beobachtungsreihen

[2]) Breite von Norditalien Winnipeg unter 50° nördl Br hat im Winter eine mittlere Veränderlichkeit der Monatstemperatur von 3.8°, im Sommer allerdings nur 1.1°, Jakobshavn in West-Grönland Dezember bis März 3.9°, Juli und August nur 0.85 (s Met Z 1890 S 114)

In höheren Breiten ist eine viel längere Reihe von Beobachtungsjahren nötig, um die Mittelwerte mit einer bestimmten wahrscheinlichen Fehlergrenze berechnen zu können, als in niedrigen Breiten und namentlich als in den Tropen selbst.

2. Wahrscheinliche Fehler der Mittel und Zahl der Jahrgänge, die zur Erreichung einer bestimmten Fehlergrenze benötigt wird. Die Abweichungen der Einzelwerte der Temperatur eines bestimmten Zeitraumes (Tag, Monat, Jahr) vom arithmetischen Mittel einer grösseren Anzahl derselben ordnen sich nach Grösse und Sinn der Abweichung (positiv oder negativ) derart um den Mittelwert, dass positive und negative Abweichungen ziemlich gleich häufig sind und dass die Abweichungen nach ihrer Grösse ziemlich regelmässig abnehmen. Sie verhalten sich also ähnlich wie Beobachtungsfehler, wenngleich sie ganz anderen Ursprungs sind.

Es liegt dies in der Natur begründet. Jedem Ort kommt eine bestimmte Temperatur zu (sei es Mittelwert oder Scheitelwert, von letzterem später), welche durch seine geographische Lage gegeben ist, soweit wir von fortschreitenden Änderungen in der Intensität der Sonnenwärme selbst absehen können, was vor der Hand für so beschränkte Zeiträume wie einige Jahrhunderte gestattet ist. Cyklische Änderungen der Sonnenstrahlung kommen nicht in Betracht, wenn die Mittelwerte volle Cyklen umfassen. Die Umstände, welche die Temperatur eines Ortes bedingen, bleiben konstant. Die Sonnenstrahlung, die Umgebung, Land oder Wasser, die Meeresströmungen, die Höhenlage bleiben dieselbe für den gleichen Ort, auch bei den Luftströmungen haben die ältesten Beobachtungen und Nachrichten keine systematische Änderung erkennen lassen.[1]) Es ist also für jeden Ort eine Tendenz vorhanden, welche zu einem bestimmten Mittelwerte (oder Scheitelwert) der Temperatur hinzieht, und dies bedingt, dass die grösseren Abweichungen von der dem Orte seiner Lage nach zukommenden Temperatur in geringerer Anzahl vorkommen als die kleineren, somit eine Analogie mit den Messungsfehlern vorhanden ist. Daher ist man zur Aufstellung eines Mittelwertes der Temperatur vollkommen berechtigt und, mit gewissen Vorbehalten, auch zur Anwendung der Fehlerrechnung nach den Gesetzen der Wahrscheinlichkeitsrechnung auf denselben.

In Hinsicht auf die oben kurz erwähnten oft ausserordentlich grossen zeitweiligen Abweichungen der Temperatur von dem Mittelwert ist es aber doch nötig, sich Rechenschaft darüber zu geben, welche Bedeutung dem letzteren zukommen mag.

Ein Beispiel für die Verteilung der Abweichungen der Temperatur von dem Mittelwert geben folgende Zahlen[2]):

Häufigkeit bestimmter Abweichungen der Jahrestemperatur vom 130jährigen Mittel (10.6) zu Paris (1757—1886)

Grösse	0.0—0.2	0.3—0.5	0.6—0.8	0.9—1.1	1.2—1.4	1.5—1.7	1.8—2.0	Summe
Positiv	18	19	13	8	4	2	1	65
Negativ	20	17	11	11	4	1	1	65
Summa	38	36	24	19	8	3	2	130

[1]) Die Aufzeichnungen von Tycho Brahe auf der Insel Hveen (Uraniborg) 1582—1597 lassen keine Änderung der Windverhältnisse innerhalb 400 Jahren erkennen. Der Monsunwechsel im Arabischen Meer ist noch ganz der gleiche, wie zu den Zeiten Alexanders des Grossen. Geologische Perioden aber kommen hier nicht in Betracht.

[2]) Über die Frage, wie weit die Verteilung der Abweichungen meteorologischer Einzelwerte von dem Mittelwert sich jener der zufälligen Fehler oder der Beobachtungsfehler nähert, existieren zahlreiche Untersuchungen, namentlich von Quetelet, Plantamour etc. In neuerer Zeit hat man mehr die systematischen Unterschiede der Temperaturabweichungen von jenen der zufälligen Fehler in den Vordergrund gestellt, und ist vielfach geneigt, die Anwendung der gewöhnlichen Fehlerberechnung auf dieselben zu bestreiten. Hier kann auf diese Frage nicht näher eingegangen werden, aber einige Litteraturnachweise mögen hier stehen. Ad. Quetelet, Lettre sur la théorie des probabilités. Bruxelles 1846. Variations périodiques et non périodiques de la

Man sieht, dass in langjährigen Beobachtungsreihen die Abweichungen der einzelnen Daten vom Gesamtmittel sich ziemlich genau so verhalten wie zufällige Fehler.

Untersuchung über die Berechtigung der Anwendung der Sätze der Wahrscheinlichkeitsrechnung auf die meteorologischen Mittelwerte. Cornu hat ein einfaches und elegantes Verfahren angegeben, um zu prüfen, ob die Abweichungen vom Mittelwert dem Gesetze der zufälligen Fehler so weit entsprechen, dass der wahrscheinliche Fehler aus denselben nach den Regeln der Wahrscheinlichkeitsrechnung abgeleitet werden kann.[1])

Der Satz von Cornu lautet: Wenn die Abweichungen (ε) einer Reihe von Zahlen dem Gesetze der zufälligen Fehler Genüge leisten, so ist das doppelte Quadrat des mittleren Fehlers E, also $2\,\frac{\Sigma\,\varepsilon^2}{n-1}$, dividiert durch das Quadrat des durchschnittlichen Fehlers (der mittleren Abweichung), d. i. v^2 gleich der Zahl π oder gleich 3.1416.

Wenden wir nun diesen Satz auf die Abweichungen einiger Temperaturmittel von ihren allgemeinen Mittelwert an.

Die 50jährigen Mittel (1831—1880) der drei Wintermonate für Wien ergeben:

	Dezember	Januar	Februar
$\Sigma\,\varepsilon^2$	461.8	331.5	452.5
v	2.38	1.99	2.41
$2E^2 : v^2$	3.33	3.41	3.18

Das Mittel 3.31 weicht doch nur um $5^1/_2$ Proz. von der Zahl π ab, was für nur 50jährige Mittel wohl genügend scheint. Die Abweichungen von 125 Wintertemperaturen von Wien (1775 bis 1899) geben 3.11, die Abweichungen der Sommertemperaturen 3.25, Mittel also 3.18. Längere Beobachtungsreihen und Jahresmittel nähern sich noch viel mehr dem theoretischen Wert, z. B. Jahresmittel der Temperatur:

Paris (1767—1886) $\Sigma\,\varepsilon^2 = 67.88$, $v = 0.574$, $2E^2 : v^2 = 3.20$
Mailand (1763—1872) $\Sigma\,\varepsilon^2 = 53.65$, $v = 0.563$, $2E^2 : v^2 = 3.11$

Diese Quotienten weichen nur mehr wenig von π ab.

Vorausgreifend mag diese Probe auch gleich auf Luftdruckmittel angewendet werden. Die 130jährigen Luftdruckmittel des Januar zu Paris liefern, trotz ihrer ausserordentlich grossen Veränderlichkeit, schon fast genau den Wert von π. Es ist für dieselben:

Luftdruckmitel des Januar 1767—1886 $\Sigma\,\varepsilon^2 = 2237.0$, $v = 3.47$, $2E^2 : v^2 = 3.13$
(ohne 1886 sogar 3.14).

Man wird diese Proben für genügend halten, um den Satz aufstellen zu können, dass auf langjährige Temperatur- und Luftdruckmittel die Regeln der Wahrscheinlichkeitsrechnung legitim angewendet werden dürfen. Die Prüfung für Niederschlagsmittel folgt später.

Es ist vielfach vorteilhaft zu einer bestimmten Vorstellung von der beiläufigen Fehlergrenze eines meteorologischen Mittelwertes zu gelangen. Zu diesem Zwecke

---

température. Acad. R. de Belgique 1853. Tome XXVIII. Mémoires. Météorologie de belgique. Bruxelles 1867. S. 30 etc. — Plantamour, Nouvelles études sur le climat de Genève. Genève 1876. S. 15 etc. — Lamont, Die Bedeutung arithmetischer Mittelwerte in der Meteorologie. Zeitschr. f. M. B. II. 1867. S. 241.

[1]) Cornu in den Annales de l'Observ. de Paris. XIII. 1876, s. auch Violle, Lehrbuch der Physik. B. I. 1. Teil. S. 24. Die Gleichung der Kurve, welche die Verteilung der Häufigkeit y der zufälligen Fehler x nach ihrer Grösse darstellt, ist bekanntlich $y = a e^{-h^2 x^2}$, in welcher a und h Konstante sind, und h speziell ein Mass der Präzision der Messungen oder Beobachtungen ist. Das Mittel aller Abweichungen ohne Rücksicht auf das Zeichen oder der durchschnittliche Fehler, unser v, ist gleich $\frac{1}{h\sqrt{\pi}}$, der mittlere Fehler (E) aber wird bekanntlich ausgedrückt durch

$$E = \sqrt{\frac{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2 + \varepsilon_3^2 + \ldots}{n-1}} \quad \text{oder} \quad \sqrt{\frac{\Sigma\,\varepsilon^2}{n-1}},$$

wenn ε die einzelnen Abweichungen und n die Anzahl der Beobachtungen bezeichnen. Der Wert dieses mittleren Fehlers als Funktion von h ist aber $E = \frac{1}{h\sqrt{2}}$. Soweit müssen wir auf die Ergebnisse der Wahrscheinlichkeitsrechnung verweisen.

Es ergiebt sich somit unter der Voraussetzung, dass die Abweichungen der einzelnen Messungen oder Daten das Gesetz der zufälligen Fehler befolgen, nachstehende Beziehung zwischen dem durchschnittlichen Fehler v (der mittleren Veränderlichkeit) und dem mittleren Fehler:

$$2E^2 = \frac{1}{h^2}, \text{ und ebenso } v^2\pi = \frac{1}{h^2}, \text{ somit } \frac{2E^2}{v^2} = \pi.$$

Dies ist der einfache Satz, welcher dazu dienen kann, zu prüfen, ob die Abweichungen den Gesetzen der zufälligen Beobachtungsfehler genügend entsprechen.

leistet eine Formel die besten Dienste, welche Fechner aufgestellt hat, und von der auch schon vielfach Anwendung in der Meteorologie gemacht worden ist.[1])

Bezeichnen wir die mittlere Abweichung (mittlere Veränderlichkeit, mittlere Anomalie, wie oben) mit v, mit n die Zahl der Fälle, aus welchen das Mittel bestimmt wurde (Anzahl der Jahrgänge z. B.), so ist der wahrscheinliche Fehler des arithmetischen Mittels $= \frac{1 \cdot 1955}{\sqrt{2n-1}} \times v$.

Diese Formel vermeidet die Bildung der Quadrate der einzelnen Abweichungen, welche die Bessel-Gausssche Formel[2]) erfordert, und gestattet die Verwendung der in mehrfacher Hinsicht schon an sich nützlichen „mittleren Abweichung" auch zur Fehlerberechnung.

Man kann den Faktor, der mit der mittleren Abweichung zu multiplizieren ist, in eine Tabelle bringen und schätzt dann besonders bequem den wahrscheinlichen Fehler eines Mittelwertes, wenn die mittlere Abweichung gegeben ist.[3])

Die mittlere Abweichung eines Wintermonates in Wien ist oben zu 2.33, die eines Sommermonates zu 1.23, die des Jahresmittels zu 0.72 angegeben worden, der wahrscheinliche Fehler des 100jährigen Monatsmittels ist daher im Winter 0.20°, im Sommer 0.10°, der des Jahresmittels 0.06°. Der wahrscheinliche Fehler der 118jährigen Tagesmittel ist zu Petersburg im Januar durchschnittlich noch 0.47°, im August 0.18 (Wahlén).

Der wahrscheinliche Fehler des Mittels ändert sich im Verhältnis der Quadratwurzel aus der Anzahl der Beobachtungen[4]) (Jahrgänge). Der Fehler eines 20jährigen Temperaturmittels in der Gegend von Wien ist deshalb $\sqrt{100:20}$, d. i. 2.24mal so gross, als der des 100jährigen Mittels; 20jährige Mittel der Wintermonate sind deshalb noch um ca. ½° unsicher.

Man kann ferner fragen, wie viel Jahrgänge sind nötig, um einem Mittelwert einen bestimmten wahrscheinlichen Fehler zu sichern, z. B. den wahrscheinlichen Fehler von 0·1°.

Man erhält die Zahl von Jahrgängen, die zu einem wahrscheinlichen Fehler von 0·1° erforderlich sind, genähert, wenn man das Quadrat der mittleren Abweichung mit 72 multipliziert. So ist z. B. das Quadrat von 0·72 gleich 0·52, somit erhält man aus rund 40jährigen Beobachtungen das Jahresmittel von Wien auf ± 0·1°.

Für Wien erhält man nach dieser Regel die erforderliche Zahl der Jahrgänge für die Wintermonate ca. 400, für die Sommermonate 100 Jahrgänge. Für Westsibirien, wo v im Winter 3.3, im Sommer 1.15 ist, erhält man: Zahl der Jahre im Winter 790, im Sommer 95 Jahre. In Batavia dagegen, wo v im Mittel nur gleich 0.30 ist, erhält man die Monatsmittel schon aus 0.09 × 72 = 6 bis 7 Jahrgängen bis auf ±0.1°.

---

[1]) Fechner, Pogg. Annalen der Physik. Jubelband 1874. S. 61. — Helmert, Astronomische Nachrichten. 1876. Nr. 2096 u. 2097.

[2]) Wahrscheinlicher Fehler = $0.6745 \sqrt{\Sigma \varepsilon^2 : (n-1)}$, wo ε die einzelnen Abweichungen, deren Summe ohne Rücksicht auf das Zeichen, dividiert durch n, unser v, die mittlere Abweichung ist.

[3]) Die folgende kleine Tabelle enthält die Werte des Faktors $1.1955 : \sqrt{2n-1}$, mit welchen die mittlere Veränderlichkeit v zu multiplizieren ist, um den wahrscheinlichen Fehler zu erhalten.

n	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
20	0.191	0.187	0.182	0.178	0.174	0.171	0.167	0.164	0.161	0.158
30	0.156	0.153	0.151	0.148	0.146	0.144	0.142	0.140	0.138	0.136
40	0.134	0.133	0.131	0.130	0.128	0.127	0.125	0.124	0.123	0.121
50	0.120	0.119	0.118	0.117	0.116	0.114	0.113	0.112	0.111	0.110

Für 25 Jahre ist z. B. der Faktor 0.171. Für

60	70	80	90	100 Jahre
0.110	0.102	0.095	0.089	0.085

[4]) Die wahrscheinlichen Fehler W und W' verhalten sich verkehrt wie die Quadratwurzeln aus der Zahl der Beobachtungen, somit: $W : W' = \sqrt{n'} : \sqrt{n}$, und $n = (n'W'^2) : W^2$. Setzen wir W = 0.1°, so wird $n = 100\,n'W'^2$. Setzt man für W' die Fechnersche Formel ein, so kommt:

$$n = 100\,[n' : (2n' - 1)]\,(1.1955)^2 v^2 .$$

Der Faktor von v^2 nähert sich, wenn n' über 20 steigt, rasch der Grenze von 71.5, so ist für n' = 20, 73.3, n' = 30, 72.6, man kann somit rund 72 setzen.

Solche Rechnungsergebnisse sollen nicht mehr bedeuten, als die beiläufige Grössenordnung der Dauer der Beobachtungsperioden anzugeben, die in verschiedenen Klimagebieten mit verschiedener Veränderlichkeit der Monatsmittel nötig wäre, um den Mittelwerten beiläufig gleiche Sicherheit zu geben. Man wird durch sie daran erinnert, dass in den gemässigten und höheren Breiten die Monatsmittel aus langen Beobachtungsperioden durch das Hinzutreten neuer Jahrgänge immer noch in der ersten Dezimale Veränderungen erfahren können.

3. **Reduktion der Temperaturmittel auf gleiche Perioden.** Die vorhin nachgewiesene grosse Veränderlichkeit auch noch der Monatsmittel der Temperatur verhindert, dass Beobachtungsergebnisse aus verschiedenen Jahrgängen, namentlich wenn, wie das oft der Fall ist, die Anzahl derselben nicht sehr gross ist, unmittelbar mit einander verglichen werden können. Man weiss dann nie, ob der Unterschied der Temperatur zweier mehr oder minder benachbarter Orte ein reeller ist, oder ob er nur auf der Verschiedenheit des Temperaturcharakters der Jahrgänge beruht, aus denen die Mittelwerte abgeleitet worden sind. Je näher sich die Orte liegen, je kleiner die wirklichen Temperaturunterschiede derselben sind, desto störender macht sich dieser Umstand geltend, denn desto genauer sollten die Temperaturmittel sein.

Es giebt aber einen Weg, trotz der Unsicherheit der Temperaturmittel selbst, doch die Temperaturdifferenzen zwischen nicht zu sehr entfernten und verschieden gelegenen Orten bis auf $\pm 0.1^{0}$ selbst aus kürzeren Beobachtungsreihen festzustellen. Dies kann durch gleichzeitige (korrespondierende) Beobachtungen an beiden Orten geschehen.

Es war **Lamont**, der zuerst auf den Umstand hingewiesen hat, dass trotz der Veränderlichkeit der Temperaturen selbst doch die Unterschiede derselben an benachbarten Orten bemerkenswert konstant bleiben. „Vergleicht man die Beobachtungen zweier nicht zu weit von einander entfernter Orte, so ist der Unterschied (oder das Verhältnis) durch physikalische Gesetze genau bestimmt, also eine meteorologische Konstante im strengen Sinne des Wortes, und die zufälligen Abweichungen sind so beschaffen, dass sie ebenso leicht und ebenso häufig auf die positive als auf die negative Seite fallen. Dieser Weg, die ‚Methode der korrespondierenden Beobachtungen', ist der geeignetste (sagt **Lamont**), um die Meteorologie als mathematische Disziplin auszubilden."[1])

Das folgende Beispiel wird diese Methode und die Vorteile ihrer Anwendung klar machen. Wir wollen annehmen, dass es sich darum handelt, aus zehnjährigen Beobachtungen zu **Krems** an der Donau (55 km von Wien) durch Vergleich korrespondierender Beobachtungen ein normales Dezembermittel für Krems abzuleiten. Die ersten Kolumnen enthalten die Rechnung selbst, die stets nötig ist, die anderen sollen die Vorteile derselben erläutern.

Dezembermittel, Differenzen und deren Abweichungen

Jahr	1875	1876	1877	1878	1879	1880	1881	1882	1883	1884	Mittel
Krems	−1.9	1.4	−0.2	−2.5	−8.0	3.9	0.1	1.2	0.7	1.4	−0.4
Wien	−1.7	2.1	0.0	−1.8	−7.3	3.9	0.8	1.7	1.1	2.0	−0.1
Differenz	−0.2	−0.7	−0.2	−0.7	−0.7	0.0	−0.7	−0.5	−0.4	−0.6	−0.47
Abweichung	0.3	−0.2	0.3	−0.2	−0.2	0.5	−0.2	0.0	0.1	−0.1	−0.21
			Abweichung der Temperaturmittel selbst								
Krems	−1.5	1.8	0.2	−2.1	−7.6	4.3	0.5	1.6	1.1	1.8	2.25

[1]) **Lamont**, Die Bedeutung arithmetischer Mittelwerte in der Meteorologie. Met. Z. II. 1867. S. 245 u. 246, und Jahrbuch der k. Sternwarte bei München. 1839. S. 260.

Die mittlere Veränderlichkeit der Temperaturdifferenzen zwischen Krems und Wien ist zehnmal kleiner, als die der Temperaturmittel selbst, der wahrscheinliche Fehler des zehnjährigen Dezembermittels von Krems ist $2{\cdot}25 \times 0{\cdot}274 = \pm 0{\cdot}61^0$, jener der Temperaturdifferenz bloss $0{\cdot}21 \times 0{\cdot}274 = \pm 0{\cdot}06$. Lamont hat daher recht, auf die grosse Konstanz der Temperaturdifferenzen hinzuweisen. Während das Dezembermittel 1880 von jenem des Dezember 1879 um nahe 12^0 verschieden ist, hat sich die Temperaturdifferenz gegen Wien nur um $0{\cdot}7^0$ geändert. Die mittlere Temperaturdifferenz eines Monatsmittels zwischen Orten, die ähnlich gelegen und nur etwa 60 km von einander entfernt sind, kann man schon aus vier bis fünf Jahrgängen bis auf $0{\cdot}1^0$ genau erhalten.

Da die mittlere Temperaturdifferenz des Dezember von Krems gegen Wien — 0.47 ist, das 50jährige Dezembermittel von Wien aber — 0·20 ist (Periode 1831—1880), so ist das 50jährige Dezembermittel von Krems — 0·67. Die Beobachtungen der fünf Jahre 1875—1879 selbst geben — $2{\cdot}2^0$, die folgenden fünf Jahre $1{\cdot}5^0$, man sieht, wie nötig die Reduktion auf eine gleiche Periode ist.

Das fünfjährige Januarmittel von Wien 1847—1851 war —4.1^0, das nächste (1852—1856) dagegen —0.5^0; Februar 1838—1842 —2.5, dagegen 1848—1852 +2.6^0, ja 1866—1869 sogar 4.6^0; selbst zehnjährige Mittel sind noch sehr verschieden: Januar 1841—1850 —2.4, dagegen 1851—1860 —0.7, Februar 1851—1860 —0.4, dagegen 1861—1870 1.5^0 u. s. w.

Die Reduktion der Temperaturmittel auf eine gleiche Periode ist ein unerlässliches Erfordernis, wenn man vergleichbare Mittel erhalten will, andernfalls setzt man sich den grössten Irrtümern aus, namentlich wenn man die Temperaturen benachbarter Orte mit einander vergleicht.[1])

4. Beständigkeit der mittleren Jahrestemperatur eines Ortes. Scheinbare Änderungen durch Lokaleinflüsse. „Stadttemperaturen.“ Die ältesten einigermassen vergleichbaren Temperaturbeobachtungen reichen kaum hinter die Mitte des 18. Jahrhunderts zurück. Die Temperaturmittel aus dem 18. Jahrhundert und selbst jene aus dem Beginn des 19. Jahrhunderts lassen sich meist nicht strenge vergleichen mit den Ergebnissen der neueren Beobachtungsreihen.

---

[1]) Man soll die Reduktion immer so vornehmen, wie oben gezeigt worden ist, und sich nicht mit den Differenzen der gleichzeitigen fünf- oder zehnjährigen Mittelwerte selbst begnügen. Die Bildung der einzelnen Differenzen gewährt eine ausserordentlich wertvolle Kontrolle, sie gestattet Druck- und Rechenfehler aufzufinden und gewährt durch die dabei erlangte Kenntnis der Veränderlichkeit der Differenzen selbst ein sicheres Urteil über die Verlässlichkeit des Mittels der Differenzen oder die Güte der Beobachtungen.

Man soll ferner als Vergleichsstation bei der Reduktion der Mittel aus einer kurzen Beobachtungsreihe auf eine längere Normalperiode einen Ort wählen, der nicht zu weit entfernt ist und eine ähnliche Lage hat. Nie soll man zur Reduktion der Temperatur, der Wintermonate vor allen, eine Thalstation mit einer Station auf einem Hügel oder Abhang vergleichen, stets nur Thal mit Thal, Bergabhang oder Gipfel mit Bergabhang. Im Sommer ist die Lage weniger entscheidend. Wie weit man bei der Wahl einer Vergleichsstation gehen darf, zeigen die folgenden Relationen, die ich für Mitteleuropa gefunden habe. Bezeichnen wir mit E die Entfernung in Kilometern, mit dh den Höhenunterschied in Hektometern, so bestehen für die Zunahme der Veränderlichkeit V der Temperaturdifferenzen (Monatsmittel) mit Zunahme von E und dh beiläufig die folgenden Gleichungen:

Winter	$V = 0.32 + 0.00180\,E + 0.0617\,dh$
Sommer	$V = 0.25 + 0.00086\,E + 0.0138\,dh$
Allg. Mittel	$V = 0.28 + 0.00131\,E + 0.0283\,dh$

Selbst wenn die Orte 100 und 200 km von der Normalstation entfernt sind, genügen für die Wintermonate 18 und 33, für die Sommermonate 8 und 13 Jahre, um die mittlere Differenz auf 0.1^0 sicher zu erhalten. Man erreicht durch die Methode der korrespondierenden Differenzen aus relativ wenigen Jahrgängen eine Genauigkeit in den Temperaturdifferenzen der Orte eines Landes, die auf anderem Wege durch die längsten Beobachtungsreihen nicht zu erzielen wäre.

Eine eingehende Untersuchung und Darstellung dieser Methode und der Veränderlichkeit der Temperaturdifferenzen findet man in meiner Abhandlung: Die Temperaturverhältnisse der österreichischen Alpenländer. I. Teil. Sitzungsberichte der Wiener Akademie. Math.-nat. Kl. II. Abt. Nov. 1884. B. XC. S. 622—651.

Abgesehen davon, dass fur die alteren Beobachtungen selbst die Thermometerskalen, spater immer noch die Thermometerkorrektionen und namentlich deren Anderung oft nicht genau bekannt sind, hat man bei Beginn der Temperaturbeobachtungen auf die Wahl der Beobachtungstermine, sowie namentlich auf die richtige Aufstellung der Thermometer weniger geachtet, als dies spater als unumganglich notwendig erkannt worden ist [1]) Die Reduktion der Mittel auf wahre Mittel ist deshalb schwierig, und es zeigt sich meist ein erheblicher Einfluss der Umgebung auf die Temperaturmittel Dieselben sind zumeist etwas zu hoch

Es ist daher vergeblich, nach sakularen Temperaturperioden zu suchen Die besten und altesten Beobachtungsreihen geben keine Veranlassung, eine Anderung der Jahresmittel der Temperatur oder auch eine Anderung des Charakters der jahrlichen Periode anzunehmen Es zeigt sich weder eine Zunahme noch eine Abnahme der mittleren Jahrestemperatur in den letzten zwei Jahrhunderten Auch alle indirekten Zeugnisse sprechen zumeist dafur, dass in historischer Zeit uberhaupt keine fortschreitenden Anderungen der Jahrestemperatur irgendwo vorgekommen sein durften

Einige der altesten und langsten Reihen von Temperaturbeobachtungen findet man in der Anmerkung [2]) erwahnt In Bezug auf Petersburg kommt Wild zu dem Schlusse, dass die Mitteltemperatur in den letzten 128 Jahren (1752—1879) sich nicht bleibend einseitig verandert hat, dass aber langere Reihen durchschnittlich kalterer Jahre mit warmeren abwechseln und dass ausserdem die mittlere Temperatur von je funf Jahren in Perioden von etwa 23 Jahren zu- und abnimmt, wobei aber die Amplitude dieser Schwankungen von 1—2° variiert (Temperaturverhaltnisse des Russischen Reiches, S 276—279)

---

[1]) Lahire begann in Paris 1664 seine gelegentlichen Temperaturnotierungen im Innern der Säle des Observatoriums

[2]) Paris 1757—1886 Renou, Annales du Bureau Central Met de France Anneè 1887 T I ' S a Met Z 1891 S 61

London 1763—1892 Buchan, Journal Scottish Met Soc III Ser Vol IX S 213

Edinburgh 1764—1896 Mossmann, The Met of Edinburgh Transactions of the R Soc. E Vol XXXVIII u XXXIX, und Buchan, Journal Scottish Met Soc Vol IX p 224 (1764—1894)

Petersburg 1743—1878 Wahlen, Der jährl Gang d Temperatur in St Petersburg nach 118jährigen Tagesmitteln Rep f Met B VII Nr 7 (1881) Wahre Monats- und Jahresmittel Wild, Temperaturverhältnisse des Russischen Reiches S 276

Kopenhagen V Willaume-Jantzen, Met Obs i Kjobenhavn Kopenhagen 1896 Monats- und Jahresmittel 1768—1893

Berlin 1719—1866, mit einigen Unterbrechungen 138 Jahre, jetzt also schon uber 170 Jahre, bei Dove

Basel 1755—1794 Schweiz Met Beob 1869 S 563, 1827—1866 ebenda 1868 S 93, ohne Jahresmittel

Wien 1775—1874 Jelinek, Über die mittlere Temperatur von Wien Sitzungsberichte d Wiener Akad. Dez 1866 LIV B Hann, Die Temperatur von Wien nach 100jährigen Beobachtungen Sitzungsberichte d Wiener Akad LXXVI Nov 1877

Turin 1753—1890 J B Rizzo, Il Clima di Torino Memorie della R Acc di Torino Ser II Tom XLIII (Torino 1893) Monats- und Jahresmittel 1753—1890

Lund Tidblom, Resultate meteorologischer Beobachtungen an der Sternwarte zu Lund Lund 1876. Temperaturmittel 1753—1870 mit Lucken, keine Monatsmittel, nur 5tägige Mittel und Jahresmittel, gesondert für die Morgen-, Mittag- und Abendbeobachtung

Mailand, Celoria, Variazioni periodiche e non periodiche della Temperatura nel clima di Milano Publ d R Oss di Brera Mailand 1874 Jahresmittel und fünftägige Mittel 1763—1872, keine Monatsmittel

Die Ergebnisse langjähriger Temperaturaufzeichnungen findet man zusammengestellt bei Dove Die nichtperiodischen Veränderungen der Temperatur I—V Abh der Berliner Akademie

Anschliessend hieran mag auch passend verwiesen werden auf die Schriften G Hellmann, Die Anfänge der meteorologischen Beobachtungen und Instrumente Himmel und Erde II Berlin 1890, und Fr Traumüller, Die Mannheimer Meteorologische Gesellschaft 1780—1795 Leipzig 1885 C Lang, Die Bestrebungen Bayerns auf meteorologischem Gebiet im 18 Jahrhundert Sitzungsberichte d Munchener Akad 1890 B XX

Die 138jährigen Temperaturaufzeichnungen zu Turin, die Rizzo bearbeitet hat, zeigen desgleichen keine Änderung der Mitteltemperatur, wie folgende zehnjährige Mittel (nach v. Bebber) belegen.

Periode	1753—1760	1761—1770	1771—1780	1781—1790	1791—1800	1801—1810	1811—1820	Mittel
Temperatur	11.78	11.93	12.12	11.94	11.65	11.51	11.86	11.82
Periode	1821—1830	1831—1840	1841—1850	1851—1860	1861—1870	1871—1880	1881—1890	Mittel
Temperatur	11.45	11.40	12.37	12.06	12.33	11.82	11.75	11.88

Rizzo glaubt, eine 19jährige Periode in der Aufeinanderfolge wärmerer und kälterer Jahre konstatieren zu können.[1])

Die Temperaturmittel von Paris seit 1757 lassen desgleichen auf keine Änderung der Temperatur [2]) schliessen.

Aus Amerika haben wir die Temperaturbeobachtungen zu Newhaven (41° 18′ nördl. Br.) (Conn.) von 1779—1865, welche Loomis diskutiert hat. Nimmt man die Mittel von 1779—1819 (41 Jahre) als erste Serie und jene von 1820—1865 (45 Jahre) als zweite, so zeigt sich kein merklicher Unterschied.

	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr	letzter Frost	erster Frost	letzter Schnee	erster Schnee	Apfelbäume blühen
1779—1819	—2.1	8.2	21.1	10.8	9.5	19. Mai	22. Sept.	30. März	24. Nov.	13. Mai
1820—1865	—2.0	8.2	20.7	10.7	9.4	19. Mai	20. Sept.	28. März	26. Nov.	12. Mai

Recht bemerkenswert ist, dass auch der Eintritt und das Ende des Winters ersichtlich keine Änderung erfahren hat. Der Hudson fror bei Albany (42° 39′ nördl. Br.) im Dezennium 1791—1800 am 17. Dezember zu, 1881—1890 am 14. Dezember, im Mittel von 102 Jahren am 16. Dezember (und bleibt drei Monate gefroren in der Breite von Nordspanien und Mittelitalien).

Ch. Schott kommt bei einer eingehenden sorgfältigen Diskussion der Ergebnisse aller älteren Temperaturbeobachtungen in den Vereinigten Staaten und Kanada gleichfalls zu dem Schlusse, dass in den letzten 100 Jahren (vor 1870) die mittleren Temperaturen weder ein Sinken noch ein Steigen anzeigen, dagegen eine Aufeinanderfolge wärmerer und kälterer Perioden ohne bestimmte Dauer. [3])

Wenn man trotzdem vielfach gefunden zu haben vermeinte, dass die mittlere Temperatur eines Ortes, von dem lange Reihen von Temperaturaufzeichnungen vorliegen, zugenommen habe oder niedriger geworden sei, so rührt dies von einer Änderung der Aufstellung des Thermometers oder einer Änderung der Umgebung desselben her, die oft so allmählich vor sich geht (Verbauung früher freier Gründe in Städten), dass sie unbeachtet bleibt.

„Stadttemperaturen.“ Im Innern von Städten oder innerhalb grösserer Häusergruppen findet man die mittlere Lufttemperatur fast ausnahmslos höher, als in der Umgebung im Freien, selbst bei günstigster Aufstellung der Thermometer. Wird die Aufstellung des Thermometers ausserhalb der Stadt oder ausserhalb eines Häuserkomplexes vorgenommen, so erhält man eine niedrigere Temperatur. Anderseits kann auch durch Zubauten an einer früher freien Lage die höhere „Stadttemperatur“ eintreten. Dadurch, sowie durch Änderung der Aufstellung der Thermometer überhaupt, erklären sich viele scheinbare Änderungen der Temperatur.

Lamont hatte schon früh bemerkt, dass die Temperatur bei der Sternwarte

---

[1]) Met. Z. 1893. B. 28. S. 411. Die säkularen Temperaturschwankungen in Turin. Ebenda. Litteraturbericht S. 96.

[2]) Met. Z. 1891. S. 64.

[3]) Tables of atmospheric Temperature. Washington 1876. S. 310.

erheblich niedriger sei, als in der Stadt München [1]). Namentlich hat aber Renou die Temperaturdifferenz zwischen Stadt und Land in mehreren Untersuchungen klargestellt [2]). Die Hauptsache, meint er, wohl mit vollem Rechte, ist nicht so sehr die Grösse der Stadt, sondern die nächste Umgebung der Beobachtungsstelle. Er findet, dass die Jahrestemperatur an der Sternwarte (deren lange Beobachtungsserie oben citiert und benutzt wurde) um 0·7° zu hoch ist. Die mittleren und absoluten Temperaturminima sind in der Stadt viel höher als auf dem Lande, um Mittag und nachmittags ist der Unterschied gering oder gleich Null. Alle späteren Beobachtungen haben dies auch bestätigt.

Folgende Zahlenwerte erläutern das Gesagte näher:

Temperaturdifferenzen in Paris (Stadt — Land) [3])

Stunde	6^ha	9^h	Mittg.	3^h	6^h	9^h	Mittel
Winterhalbjahr	1·4	0·6	0·2	0·3	1·2	1·5	1·1
Sommerhalbjahr	2·3	—0·3	0·0	0·2	0·8	2·5	1·1

Im Frühling (und Sommer) ist der Unterschied im allgemeinen am grössten (ca. 1·6°), im Herbst am kleinsten (0·7°), die Temperatur steigt im Freien rascher und sinkt in der Stadt langsamer, weil die erkaltete oder noch erwärmte Umgebung (die Häuser) das Steigen wie das Sinken der Temperatur verzögert, im Frühling ist die Stadt (relativ) kühl, im Herbst warm.

Dasselbe gilt von Abend und Morgen, die Temperatur sinkt in der Stadt am Abend langsamer als im Freien. In Berlin beträgt um 9^h abends der Wärmeüberschuss gegen die freie Umgebung im Mittel 0·8°, im Frühling und Herbst 1·2°, an ruhigen Tagen kann diese Temperaturdifferenz wohl 3° erreichen.

Perlewitz hat folgende Temperaturdifferenzen zwischen Berlin-Stadt und den Aussenstationen gefunden [4]):

Berlin wärmer als die Umgebung

	7h	2h	9h	Mittleres Max.	Mittleres Min.	Mittel
Winter	0·8	0·3	1·0	0·7	1·2	0·8
Frühling	0·7	0·1	1·6	0·5	1·4	0·9
Sommer	0·3	0·1	2·1	0·7	2·6	1·2
Herbst	0·7	0·0	1·4	0·1	1·5	0·7

Um 2h ist der Unterschied ganz unbedeutend, um 9h abends aber im Mittel 1·5°, der bekannten Erfahrung entsprechend, dass die Sommerabende am drückendsten sind in der Stadt. Im Jahresmittel ist Berlin wohl um 0·9° wärmer als die Umgebung, aber die Stadttemperatur von Berlin ist verschieden in verschiedenen Stadtteilen, wie auch Hellmann gezeigt hat [5]).

Man muss stets im Auge behalten, dass die Temperaturmittel aus Städten (und fast alle älteren Beobachtungsreihen sind dieser Herkunft) um $^1/_2$ bis gegen $1^1/_2$° zu hoch sind. Je günstiger die Thermometeraufstellung innerhalb der Stadt, desto kleiner ist die Differenz. Die Temperaturbestimmungen in der Umgebung einer Stadt können dagegen (selbst in den Monatsmitteln) bis auf nahe 0·1° übereinstimmen [6]).

---

[1]) Annalen der Münchener Sternwarte. Bd. III. S. CLXII. Die Temperatur der Stadt (wohl bei schlechter Aufstellung) fand Lamont um 1·8° höher als jene an der Sternwarte. S. auch Lamont, Über verschiedene Prinzipien in der Meteorologie. Kämtz, Rep. II. S. 336.

[2]) Annuaire de la Soc. Mét. de France. T. III. 1855. S. 79. T. X. 1862. S. 105. T. XVI. 1868. S. 83.

[3]) Met. Z. 1895. B. 30. S. 38. Als Aussenstation ist Parc St. Maur genommen.

[4]) Perlewitz, Das Wetter. 1890. S. auch Hann, Klimatologie. II. Aufl. B. I. S. 33/34.

[5]) Hellmann, Jahresbericht des Berliner Zweigvereins. 1894. S. auch Hann, Stadttemperaturen. Met. Z. 1885. B. XX. S. 457. Die an drei sehr verschiedenen Punkten beobachteten Temperaturen von Wien-Stadt sind dagegen sehr übereinstimmend überall zu 9·7° gefunden worden (Periode 1851—1880). Sitzungsberichte der Wiener Akad. XCI. März 1885. S. 407.

[6]) Hann, Die Temperatur von Graz-Stadt und Graz-Land. Met. Z. 1898. B. 33. S. 394.

Ein Beispiel einer scheinbaren Änderung der Mitteltemperatur liefert Wien. Die 52 Jahrgänge 1775—1826 geben 10.33°. Die 50 Jahrgänge 1827—1876 dagegen 9.69. Dass diese Änderung keiner wirklichen Änderung der Lufttemperatur entspricht, ergiebt sich aus dem Sprung in den Jahresmitteln um 1826, die sich dann auf diesem niedrigeren Niveau konstant erhalten und mit den jetzigen übereinstimmen.[1])

Die früher (S. 109) empfohlene Berechnung der Temperaturdifferenzen der einzelnen Jahrgänge gegen einen Nachbarort ist die sicherste und bequemste Methode zur Konstatierung von Änderungen der Lokaleinflüsse auf die Thermometer.[2])

Auf wie grosse Entfernungen hin die Differenzen der Jahresmittel der Temperatur für Änderungen der Aufstellung der Thermometer empfindlich bleiben, zeigt folgendes Beispiel:

Differenzen der Jahresmittel der Temperatur

	1887	1888	1889	1890	1891	1892	1893	1894	1895	1896	1897
Säntis — St. Bernhard	0.0	—0.2	—0.2	0.0	—0.3	—0.1	—0.3	—1.2	—0.9	—0.9	—1.0
Säntis — Sonnblick	5.4	4.5	4.4	4.7	4.4	4.6	5.1	3.9	3.9	3.8	4.2

Der mittlere Temperaturunterschied Säntis — St. Bernhard (Entfernung ca. 225 km) ist somit 1887—1893 —0.16, dagegen 1894—1897 —1.00, der Säntis ist um 0.84° kälter geworden. Desgleichen: Säntis — Sonnblick (270 km) 1887—1893 4.62, dagegen 1894—1897 bloss 3.95, Säntis ist kälter geworden um 0.67°. In der That hat sich herausgestellt, dass im Jahre 1894 das Thermometer auf dem Säntis an einen freieren Platz gebracht worden ist, wodurch das Jahresmittel der Temperatur um 0.75° niedriger geworden ist. Man sieht, wie einfach und empfindlich die Kontrolle durch die Differenzen der Jahresmittel gegen zwei Stationen ist.

5. „Scheitelwerte" der Temperatur, Häufigkeit gewisser Temperaturgruppen in ihrem Verhältnis zum arithmetischen Mittel. Statt nach der mittleren Temperatur kann man auch nach jener Temperatur fragen, welche innerhalb eines gewissen Zeitraumes am häufigsten auftritt. Man hat wohl früher stillschweigend angenommen, dass beide zusammenfallen, wie dies bei dem arithmetischen Mittel von Beobachtungen oder Messungen ein und derselben Grösse der Fall ist, welche mit zufälligen Fehlern behaftet sind. Eine nähere Untersuchung hat aber gezeigt, dass dies bei meteorologischen Daten nicht der Fall ist. Zählt man die Häufigkeit mit der jede Temperaturgruppe (nach Gradintervallen) innerhalb eines Monates auftritt, so findet man bald, dass die häufigste Gruppe in der Regel nicht jene ist, welche der mittleren Temperatur entspricht. Man muss aber aus sehr vielen Jahrgängen die Häufigkeit der Temperaturgruppen auszählen, um die häufigste Gruppe für einen Monat auch nur einigermassen sicher bestimmen zu können. Man erreicht dies meist nur durch graphische Interpolation. Die häufigste Temperatur entspricht dem Scheitel der Kurve, welche entsteht, wenn man die Häufigkeitszahlen der Temperaturintervalle als Ordinaten auf einer Abscissenachse aufträgt und die Endpunkte derselben durch eine Linie verbindet.[3])

Diese Häufigkeitskurve zeigt auch nicht ein gleiches Gefälle nach beiden Seiten hin, wie dies bei Beobachtungsfehlern der Fall ist, wenn die Zahl der Beobachtungen sehr gross ist.

In Mittel- und Nordeuropa sind im Winter die Temperaturen über dem Mittel etwas häufiger, der Mittelwert liegt etwas unter der häufigsten Temperatur; im

---

[1]) Jelinek glaubte eine sekuläre Temperaturabnahme zu finden, weil er die Jahresmittel nicht gebildet hat. Z. f. Met. B. II. S. 424. Die Vergleichung der Jahresmittel ist die wichtigste, nie zu versäumende Kontrolle für scheinbare Temperaturänderungen; die Monatsmittel lassen darüber noch im Unklaren.

[2]) Mehrere derartige Fälle einer Unterbrechung der „Homogenität" der Temperaturmittel habe ich auf diese Weise nachgewiesen in den „Temperaturverhältnissen der österreichischen Alpenländer." II. S. 23. Sitzungsberichte d. Wiener Akad. XCI. B. März 1885. S. 425. Temperaturbeobachtungen an Stationen in Städten, die mit Lokaleinflüssen behaftet sind, welche konstant bleiben, behalten ihren Wert als „historische" Stationen (Köppen), sie liefern die Dokumente für die Witterungsgeschichte.

[3]) Hugo Meyer, Anleitung zur Bearbeitung meteorologischer Beobachtungen. Berlin 1891. S. 15 etc.

Sommer verhält es sich zumeist umgekehrt. Im Winter gehen die negativen Abweichungen vom Mittelwert tiefer unter denselben hinab, als sich die positiven darüber erheben. Da der Mittelwert der Bedingung genügen muss, dass die Summe der negativen und positiven Abweichungen von demselben gleich gross ist, so wird der Mittelwert von den häufigeren, aber kleineren positiven Abweichungen, gegen die selteneren, aber tieferen negativen Abweichungen hinübergezogen. Auf der einen positiven Seite fällt die Häufigkeitskurve steiler ab, als auf der andern Seite, welche den Temperaturgruppen unter dem Mittelwert entspricht, welche seltener auftreten, aber ein grösseres Temperaturintervall einnehmen. Im Sommer verhält es sich umgekehrt; die grössten positiven Abweichungen gehen über die grössten negativen hinaus.

In tropischen Klimaten scheint der Scheitelwert mit dem Mittelwert zusammenzufallen [1]). Zu Bombay ist z. B. die Differenz von Oktober bis Januar nur 0.2 (Mittel niedriger), von Februar bis September 0.1 (Mittel höher).

In Berlin war z. B. 1848—1885 das häufigste Tagesmittel im Dezember 1°, das Monatsmittel 0.8, im Januar 1½°, Mittel —0.3, im Februar 2½°, Mittel 1.2, im Sommer lag das häufigste Tagesmittel zwischen 17 und 18°, das Sommermittel aber war 18.2°, also höher [2]).

Die Ursache davon hat man darin gefunden, dass im Klima von Europa die seltenen ganz heiteren Tage die äussersten Temperaturextreme bringen, im Winter die grössten Kältegrade, im Sommer die grösste Hitze, d. h. die grössten negativen Abweichungen im Winter, die grössten positiven im Sommer. Auch von den grössten negativen und positiven Abweichungen der Monatstemperaturen wurde früher ein analoges Verhalten nachgewiesen (S. 102) und schon Dove hat dafür dieselbe Erklärung geltend gemacht (Klimatologische Beiträge B. II. S. 234).

Die Berechnung der Häufigkeit der Temperaturen nach gewissen Intervallen bildet eine wertvolle Erweiterung und Spezialisierung der Kenntnisse von den Temperaturverhältnissen eines Ortes, deren kürzester Ausdruck die Mittelwerte sind, welche letztere aber durch die „Scheitelwerte" gewiss nicht ersetzt werden können [3]).

Der grösste Übelstand der häufigsten Temperaturen ist der, dass sie selten sind! Selbst für ganze Gradintervalle erreicht der häufigste Wert meist nicht 1/10 der Zahl der Beobachtungen. Daraus ergiebt sich auch, dass der Scheitelwert nur aus sehr langen Beobachtungsreihen mit einiger Sicherheit berechnet werden kann, und dann giebt es immer noch sekundäre Scheitelwerte, die an einem Nachbarorte den Hauptscheitel bilden können, wodurch dann der scheinbare Temperaturunterschied ganz benachbarter Orte leicht ebensoviele Grade erreichen kann, als er in Wirklichkeit Zehntelgrade beträgt.

---

1) S. Met. Z. B. 34. 1899. S. 314.

2) Die ausführliche Tabelle der Häufigkeit bestimmter Temperaturen in Berlin von Perlewitz findet man in Met. Z. 1888. B. 23. S. 230, zugleich auch Häufigkeitszahlen für andere Klimate diskutiert von Köppen S. 232 etc.

3) Näheres darüber findet man in dem oben citierten wichtigen Werkchen von Hugo Meyer, dann in der Met. Z. B. XXII. 1887. S. 428 etc., vom gleichen Autor: Häufigkeit gegebener Temperaturgruppen in Norddeutschland. B. XXIII. S. 141. Sprung, Häufigkeit beobacht. Lufttemp. in ihrer Beziehung zum Mittelwert derselben. Köppen, ebenda S. 230 etc. Buys Ballot, Quart. Journ. R. Met. Soc. Vol. XI. 106. Mazelle, Beziehungen zwischen den mittleren und wahrscheinlichsten Werten der Lufttemperatur. Denkschriften d. Wiener Akad. LXII. B. 1895. Eingehende Untersuchung aller Verhältnisse. In Triest liegt der Mittelwert das ganze Jahr hindurch unter dem Scheitelwert, in Pola zumeist, mittlere Differenz in Triest —1.07, in Pola —0.36, Oktober und März haben an beiden Orten die grösste Differenz. — S. auch Met. Z. 1895. B. 30. Litteraturbericht. S. 45.

Schon in unserem Klima dürften Beobachtnngen von 50 Jahren bei weitem nicht genügen, um für die Wintermonate die Scheitelwerte einigermassen genau zu bestimmen, und diese 50 Jahrgänge müssten für alle Orte dieselben sein, denn die bequeme Methode der Reduktion auf eine gleiche Periode, die schon bei fünfjährigen Beobachtungen sehr genaue Mittelwerte liefert, ist für Scheitelwerte nicht anwendbar. Hat man die Scheitelwerte aus kürzeren Beobachtungsreihen für den gleichen Ort, so kann man daraus natürlich keine mehrjährigen Mittel bilden. Der jährliche Gang der Temperatur findet in den Scheitelwerten aus 10jährigen Beobachtungen noch keinen Ausdruck (s. unten Breslau). Schliesslich darf nicht übersehen werden, dass für die meisten meteorologischen Erscheinungen nicht die häufigste Temperatur die wichtigste ist, sondern die Temperatursummen, die Wärmemengen, und diese finden in den Mittelwerten ihren Ausdruck (auch beim Regen, bei der Bewölkung sind meist die Summen oder Mittel am wichtigsten, nicht aber die häufigsten Grade dieser Erscheinungen). 90 Proz. der Beobachtungen bleiben beim Scheitelwert unberücksichtigt.

Damit man sich eine bestimmte Vorstellung machen kann von der Bestimmtheit, mit welcher die Scheitelwerte die Temperaturverhältnisse charakterisieren, findet man unter dem Text einige Beispiele.[1])

6. Veränderlichkeit der Tagestemperatur (interdiurne Veränderlichkeit). Im Sprachgebrauch bezieht man die Veränderlichkeit auf den

[1]) Zunächst gebe ich eine Tabelle der Häufigkeit der Tagesmittel für dieselben zehn Dezembermonate, für welche vorbin die Temperaturdifferenzen zwischen Krems und Wien aufgestellt worden sind. Dort fanden wir die grösste Bestimmtheit und Schärfe, hier Unbestimmtheit bis auf mehrere Grade. Selbst die (nach der Formel a + 2b + c) : 4) ausgeglichenen Häufigkeitszahlen gestatten noch keine sichere Aufstellung der Scheitelwerte innerhalb eines Gradintervalles, dieselben verstreuen sich über 2—3 Gradintervalle, und dann erreichen sie bloss 9 Proz. aller Tagesmittel!

In den Scheitelwerten für Breslau findet man dieselbe Unbestimmtheit. Einmal hat, in den zehnjährigen Mitteln, die 2h-Nachmittagstemperatur ihren Scheitelwert im Juni, das andere Mal im Juli, die Unterschiede betragen 5°, während die Mittelwerte die regelmässige Temperaturzunahme vom Juni zum Juli zeigen und schon fast konstant sind in jedem der zehnjährigen Mittel.

Diese kleinen Tabellen und Erörterungen sollen nur vor einer Überschätzung der Bedeutung und allgemeinen Verwendbarkeit der Scheitelwerte warnen, wozu eine Neigung vorhanden ist.

Häufigkeit bestimmter Temperaturgruppen (Tagesmittel) im Dezember (10 Jahre, 1875—1884) zu Wien und Krems

Tagesmittel	10 Jahre unausgeglichen		1875—1879 ausgeglichen		1880—1884 ausgeglichen		10 Jahre ausgeglichen	
	Wien	Krems	Wien	Krems	Wien	Krems	Wien	Krems
8.9—7	(15)	(10)	3.0	2.5	5.7	5.0	9.0	9.0
6.9—6	12	12	3.5	4.5	9.2	7.7	12.7	12.2
5.9—5	18	17	4.2	5.0	12.2	12.0	16.5	17.0
4.9—4	18	22	7.0	6.5	14.2	15.2	21.2	21.7
3.9—3	31	26	10.7	10.5	15.7	15.5	26.5	26.0
2.9—2	26	30	11.3	11.0	16.2	16.7	27.5	27.8
1.9—1	27	25	11.2	10.2	16.2	18.2	27.5	28.5
0.9—0	30	34	11.2	12.2	16.2	17.2	27.5	29.5
—0.1—1	23	25	11,0	13.0	13.2	13.5	24.2	26.5
—1.1—2	21	22	11.7	11.2	10.2	9.5	22.0	20.7
—2.1—3	23	14	10.5	8.2	9.0	7.0	19.5	15.2
—3.1—4	11	11	7.7	6.0	5.7	5.0	13.5	11.0
—4.1—5	9	8	6.2	6.2	3.0	3.2	9.2	9.5
—5.1—6	8	11	5.5	6.7	2.0	2.7	7.5	9.5
—6.1—7	5	8	5.2	6.2	1.2	2.5	6.5	8.7
—7.1—16	(33)	(35)	5.5	5.7	0.0	0.0	6.2	7.0
Mitteltemp.	0.0	—0.4	—1.8	—2.2	1.5	1.5	0.0	—0.4

Vergleich der Scheitelwerte und Mittelwerte zu Breslau 1866—1885

1866—1875	6h	2h	10h	1876—1885	6h	2h	10h
	Scheitelwerte				Scheitelwerte		
Juni	13.2	18.8	15.7	Juni	12.2	23.3	18.8
Juli	15.6	23.7	20.3	Juli	14.1	18.7	15.7
	Mittelwerte				Mittelwerte		
Juni	14.1	20.7	16.1	Juni	13.9	20.8	16.5
Juli	15.8	22.8	18.3	Juli	15.4	22.2	17.8

Ausserordentliche Verschiedenheit der Scheitelwerte in zehnjährigen Perioden, dagegen grosse Übereinstimmung der Mittelwerte! Man sehe besonders die Scheitelwerte von 2h an, in dem einen Dezennium 18.8, im anderen 23.3, bei gleichen Mittelwerten.

Wechsel im Charakter sich unmittelbar folgender Termine oder Zeitabschnitte, nicht auf die Verschiedenheiten der Temperatur etc desselben Monats oder Tages in verschiedenen Jahrgängen, oder auf deren Abweichungen von einem Normalwert. Die Veränderlichkeit der Temperatur (oder Luftfeuchtigkeit), welche den Klimatologen, Biologen, Hygieniker interessiert, ist die Veränderlichkeit von einem Tage zum nächsten, oder selbst von einer Stunde zur nächsten.

Ich habe die Veränderlichkeit der Tagestemperatur von einem Tage zum folgenden für eine grosse Anzahl von Orten in allen Klimagebieten berechnet und zwar auf zweierlei Weise, erstlich indem ich die Mittel der Änderungen für jeden Monat aufsuchte, und zweitens indem ich die Häufigkeit von Temperaturänderungen bestimmter Grössen berechnete. In den letzteren Zahlen kommen die stärkeren Änderungen, welche von grösserer Bedeutung, namentlich für den Hygieniker sind, auch zur Geltung und Beurteilung, welche in den Mittelwerten nicht mehr hervortreten.

Von den Ergebnissen dieser Untersuchung können hier nur die wichtigsten kurz angedeutet werden.

Die Veränderlichkeit der Temperatur nimmt mit der geographischen Breite zu, sie ist im kontinentalen Klima grösser, als im maritimen, am grössten ist sie in Westsibirien und im Innern von Nordamerika und zwar im Norden der Union und Kanada. Sie folgt nicht ganz der örtlichen Verteilung der mittleren Veränderlichkeit der Monatstemperatur. So haben z. B. Oxford, Leipzig, Wien, Lugan, in einer mittleren Breite von 50°, eine mittlere Veränderlichkeit der Monatstemperatur von 1·8°, der Tagestemperatur von 2·0°, hingegen vier Orte in Nordamerika in ähnlicher Lage unter 40·8° (9° südlicher) eine mittlere Anomalie von 1·5° (kleiner), dagegen eine mittlere Veränderlichkeit von 2·8 (viel grösser). Nordamerika östlich vom Felsengebirge um den 50. Breitengrad herum hat vielleicht die grösste Veränderlichkeit der Tagestemperatur. Dieselbe beträgt im Winter 5—5½°, während Westsibirien in höheren Breiten nur 4—5° Veränderlichkeit hat, in West- und Mitteleuropa ist die mittlere Veränderlichkeit etwa 1·9—2·4°, in Südeuropa 1—1·5°.

Im Sommer ist die Veränderlichkeit der Tagestemperatur im allgemeinen erheblich kleiner als im Winter, namentlich im Kontinentalklima, und besonders im Polarklima, wo die Temperatur im Sommer äusserst konstant ist. Die Mittel sind für Nordamerika und Westsibirien im Sommer 2·2—2·5°, in Mitteleuropa 1·5—1·9, in Südeuropa und im Polarklima etwa 1°. Die subtropische Zone der südlichen Halbkugel hat dagegen im Sommer die grösste Veränderlichkeit der Tagestemperatur, die dann jener des Winters in Mitteleuropa gleich kommt oder sie noch übertrifft. (Melbourne 2·3, Maritzburg [Natal] 2·5).

Die kleinste Veränderlichkeit der Tagestemperatur in den gemässigten Breiten von Europa und Asien hat der April, in Nordamerika Juli und August. Einige Beispiele für die Häufigkeit von Temperaturänderungen bestimmter Grösse folgen in einer Anmerkung [1]).

[1]) Von der mittleren Häufigkeit von Temperaturänderungen von bestimmter Grösse geben folgende Zahlen eine Vorstellung. Sie geben an, an wieviel Tagen in einem Monat eine Temperaturänderung von der angegebenen Grösse zu erwarten ist.

Mittlere Häufigkeit bestimmter Temperaturänderungen von einem Tage zum nächsten

Temp.-Ändg.	2—4	4—6	6—8	8—10	10—12	12—14	14—16	16—18	18—20	20—22° C	über 8°
Barnaul, 53° 20′ nördl. Br. (Westsibirien)											
Winter	6·9	4·8	3·4	2·9	1·7	1·3	0·5	0·4	0·3	0·1	7·2
Sommer	9·1	2·9	0·0	0·1	0·1	—	—	—	—	—	0·2
Wien und Leipzig, 49½° (Mitteleuropa)											
Winter	8·4	2·6	0·9	0·3	0·05	—	—	—	—	—	0·35
Sommer	8·9	2·0	0·5	0·1	—	—	—	—	—	—	0·10

Interessant sind auch die verschiedene Häufigkeit, oder verschiedene Wahrscheinlichkeit positiver und negativer Temperaturänderungen, doch muss hierüber auf die Originalabhandlungen verwiesen werden.

Von allgemeinerem Interesse ist noch die mittlere Andauer des Steigens und des Sinkens der Temperatur, d. i. mittlere Zahl der Tage, während welcher die Temperatur in unmittelbar aufeinanderfolgenden Tagen zunimmt oder abnimmt. Zunächst ergiebt sich, dass die Temperatur länger ansteigt, als abfällt, ich fand im Mittel für Westösterreich die mittlere Dauer der Wärmezunahme 2·5 Tage, der Wärmeabnahme 2·2 Tage, ganze Dauer der Temperaturwelle, wenn wir so sagen dürfen, 4·7 Tage. In einem Monat passieren durchschnittlich 6 bis 7 Temperaturwellen. Berthold fand für Sachsen die Länge der Temperaturwellen 5 Tage.[1]) Im Frühling und Herbst sind diese „Temperaturwellen" am längsten, im Winter und Sommer am kürzesten, der Unterschied beträgt etwa $^1/_2$ Tag.[2])

Fünftes Kapitel.

Die Verteilung der Temperatur in der Atmosphäre in vertikaler Richtung und an der Erdoberfläche.

Die Änderung der Temperatur mit der Höhe. Einleitung. Bei der Untersuchung der vertikalen Temperaturverteilung müssen die unteren Schichten, in denen die täglichen vertikalen Konvektionsströmungen vor sich gehen, unterschieden

Temp.-Ändg.	2—4	4—6	6—8	8—10	10—12	12—14	14—16	16—18	18—20	20—22° C.	über 8°
				Oxford, 51° 46′ (engl. Seeklima)							
Winter	7.5	2.8	0.6	0.2	—	—	—	—	—	—	0.23
Sommer	7.3	0.7	(0.07)	—	—	—	—	—	—	—	0.00
				Winnipeg, 49$^1/_2$° (Manitoba)							
Winter	7.7	4.5	4.2	1.8	1.8	1.0	0.2	0.1	0.1	0.1	5.1
Sommer	9.5	4.4	1.3	0.3	0.1	—	—	—	—	—	0.4
				Melbourne, 37° 49′ (Australien)							
Winter	6.1	0.8	—	—	—	—	—	—	—	—	0.0
Sommer	8.1	2.6	1.8	0.5	0.3	0.1	—	—	—	—	0.9

Im Kontinentalklima von Asien und Nordamerika unter ca. 50° kommen Temperaturänderungen von mehr als 8° von einem Tage zum nächsten 7—5 mal vor, in Westeuropa nur mehr 0.4—0.2 mal, d. h. in zehn Jahren nur je vier- oder zweimal. Die veränderliche Sommer-, dagegen sehr konstante Wintertemperatur der gemässigten Zone der südlichen Halbkugel zeigt Melbourne in der beiläufigen Breite von Palermo und Athen. Die Häufigkeit grösserer Änderungen mit Rücksicht auf das Vorzeichen, d. i. ob Erwärmung oder Erkaltung, findet man an den unten citierten Orten.

[1]) Schreiber fand für den Frühsommer die mittlere Dauer des Temperaturansteigens 3.2 Tage, Betrag 2.0°, des Sinkens 2.4 Tage, Betrag 2.4°. Met. Z. B. XXV. 1890. S. 347.

[2]) Litteratur: Hann, Untersuchungen über die Veränderlichkeit der Tagestemperatur. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. LXXI. April 1875. Met. Z. B. XI. S. 337 etc. — Hann, Veränderlichkeit der Temperatur in Österreich. Denkschriften der Wiener Akad. B. LVIII. 1891. Met. Z. 1892. S. 46 etc. — Wahlen, Tägliche Variation der Temperatur in Russland. Wild. Rep. d. Met. III. Supplementband. — V, Kremser. Veränderlichkeit der Lufttemperatur in Norddeutschland. Abhandlungen d. k. preuss. meteorolog. Institutes. B. I. Nr. 1. Berlin 1888. — O. Doering, La variabilidad interdiurna de la temperatura. Boletin d. Acad. nacional. Cordoba. Von B. V (1888) an viele Abhandlungen darüber. S. Met. Z. 1884. S. 507; 1888. S. 281; 1894. Litteraturber. S. 53. — R. H. Scott, Proc. R. Soc. London. Vol. 47. 1890. S. auch Met. Z. 1890. S. 344 (im Auszug). — Knipping, Veränderlichkeit der Tagestemperatur in Japan. Met. Z. 1890. S. 291. — Ferner: Hegyfoky, Met. Z. 1883. S. 168 und 1885. S. 486. — Berthold, Met. Z. 1890. Litteraturber. S. 1. — Richter, Met. Z. 1889. Litteraturber. S. 62. — Mazelle, Der jährliche und tägliche Gang und die Veränderlichkeit der Lufttemperatur in Triest. Denkschriften der Wiener Akad. B. LX. 1893. — Beitrag zur Bestimmung des täglichen Ganges der Veränderlichkeit der Lufttemperatur. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. CIV. 1895, und Met. Z. 1896. Litteraturber. S. 39. — Mossmann, ebenda. Litteraturber. S. 68 etc. — K. Kolbenheyer, Untersuchungen über die Veränderlichkeit der Tagestemperatur. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. CI. 1892.

werden von den höheren Schichten, zu welchen die Wirkungen der täglichen Erwärmung des Bodens direkt nicht mehr hinaufreichen, die also im mittleren Zustande keine andere tägliche Temperaturvariation mehr aufweisen, als sie nicht etwa eine Folge der Sonnenstrahlung ist. Wir können diese Höhe über dem festen Lande zu 1—1 $^1/_2$ km annehmen, relativ, als Abstand vom Boden. Über den Ozeanen ist diese Höhe natürlich viel kleiner, ja gewiss sehr gering. Würde nicht der von der Verdampfung der Unterlage herrührende Wasserdampfgehalt der Luft durch sein geringeres specifisches Gewicht und die Folgen seiner Kondensation Störungen bewirken, so würde die atmosphärische Hülle über den Ozeanen von der Unterlage fast völlig unbeeinflusst bleiben. Zwei Drittel der Atmosphäre würden sich nahezu verhalten wie die Luftschalen einer Gaskugel.

I. Verhältnisse der Temperaturänderung mit der Höhe über dem festen Lande in den noch direkt von unten erwärmten Luftschichten.

Bei Untersuchung derselben ist wieder zu unterscheiden zwischen den Verhältnissen der Atmosphäre über dem ebenen Lande und jenen in Gebirgsländern. Wir beschäftigen uns zunächst mit den ersteren und wollen sie als Wärmeänderung mit der Höhe in der freien Atmosphäre bezeichnen.

A. Temperaturänderung mit der Höhe in den freien unteren Luftschichten. Der Vorgang der täglichen Erwärmung der Atmosphäre von unten, der schon früher S. 52 erörtert worden ist, bedingt eine sehr hervortretende tägliche Periode in der Wärmeänderung mit der Höhe, welche sich in der freien Atmosphäre fast auffallender bemerkbar macht, als die jährliche Periode, die ebenfalls vorhanden sein muss, als eine Wirkung der jährlichen Temperaturvariation der Unterlage. Wir haben daher die vertikalen Temperaturänderungen bei Tag und bei Nacht zu unterscheiden, die von wesentlich verschiedenen Ursachen bedingt werden, und welche nochmals näher erörtert werden müssen.

1. Die nächtliche Temperaturschichtung. Die Beobachtungen ergeben, dass selbst unter mittleren Verhältnissen, namentlich aber in ruhigen heiteren Nächten, die Temperatur mit der Höhe zunimmt, im Sommer in der Regel bis zu 200—300 m hinauf, in grösseren Höhen nimmt die Temperatur dann wieder ab. Nur bei windiger Witterung nimmt auch in der Nacht die Temperatur schon vom Erdboden aus nach oben konstant ab. Da dies eine Umkehrung der (bei Tag) gewöhnlichen und natürlich scheinenden vertikalen Temperaturschichtung ist, spricht man auch kurz von einer „Temperaturumkehrung" in der Nacht (Inversion der Temperatur). Die Temperaturzunahme mit der Höhe beginnt im allgemeinen um die Zeit des Sonnenunterganges sich einzustellen, und dauert die Nacht hindurch an, bis am Vormittag die Erwärmung des Bodens einige Zeit nach Sonnenaufgang sich geltend macht.

Diese Erscheinung zeigt, wie schon bemerkt wurde, dass die nächtliche Abkühlung der Luft hauptsächlich durch Wärmestrahlung gegen den stärker ausstrahlenden und erkaltenden Erdboden erfolgt. Da die erkalteten Luftschichten ihrer grösseren Schwere wegen am Boden liegen bleiben, so schreitet die Abkühlung nur langsam von unten nach oben fort. Würde die Luft hauptsächlich durch Strahlung gegen den Himmel erkalten, so würden die höheren Schichten stärker erkalten, die Erkaltung müsste oben beginnen, und es müssten sich lebhafte, nie-

dersinkende und aufsteigende Luftbewegungen einstellen, eine Umkehrung der Konvektionsströmungen bei Tag mit ihren Gefolgerscheinungen. Davon ist aber nichts zu bemerken. Auch über den Ozeanen müsste sich eine viel stärkere nächtliche Abkühlung der Luft einstellen, als wir sie thatsächlich beobachten.

Obgleich die Thatsache einer Temperaturzunahme mit der Höhe in der Nacht schon zu Ende des vorigen Jahrhunderts von Pictet (Genf) 1778 und von Six (Canterbury) 1784—1785 in vollem Umfange festgestellt worden ist, wurde diese Erscheinung bis in die neueste Zeit doch mehr nur als eine gelegentliche Anomalie, denn als die natürliche Konsequenz des Vorganges bei der nächtlichen Abkühlung der Luft durch Wärmestrahlung angesehen. Später haben sich Wells (bei seinen Untersuchungen über die Taubildung), dann namentlich Marcet in Genf (1837) und Charles Martins zu Montpellier (1858) mit Untersuchungen über die Bedingungen und die spezielleren Verhältnisse der nächtlichen Temperaturänderung mit der Höhe beschäftigt. Letzterer stellte fest, dass die Wärmezunahme mit der Höhe während der Nacht vom Erdboden bis zu mindestens 50 m eine konstante Erscheinung sei, im Mittel fand er eine Zunahme von 3·8° für 49 ½ m. Doch erfolgt diese Wärmezunahme am raschesten in der Nähe des Bodens, namentlich im Winter. Es ist aber durchaus nicht der Winter allein, wie dies noch eine vielfach verbreitete Meinung ist, während dessen die nächtliche Temperaturzunahme mit der Höhe am regelmässigsten auftritt, sondern geradezu die wärmere Jahreszeit, wie Martins besonders hervorhebt. [1])

Die französischen Forscher Lottin und Bravais haben sich während ihres Aufenthaltes zu Bossekop in Lappland unter 70° nördl. Br. im Winter 1838 bis 1839 mit Beobachtungen über die Wärmezunahme mit der Höhe während der Polarnacht beschäftigt und sich dabei schon der Drachen und der Fesselballons bedient. Bravais fand, dass in einer gewissen Höhe über dem Boden, die er im Mittel zu 65 m annimmt, die Temperatur ein Maximum erreicht, darüber hinaus nimmt sie meist wieder ab.

Von den neueren Untersuchungen über die Temperaturänderungen mit der Höhe in der Nähe des Erdbodens mögen hier vorerst kurz erwähnt werden jene von R. H. Scott auf Grund von Beobachtungen auf der Kew Pagode (in 7, 29 und

---

[1]) Ch. Martins fand im Mittel von windstillen Nächten ohne Regen folgende vertikale Temperaturschichtung:

Höhe in Meter	0.05		2.0		4.0		6.0		26.3		49.4
Mittleres Minimum	5.8		6.6		7.0		7.3		8.8		9.3° C.
Zunahme pro Meter		0.4		0.2		0.15		0.07		0.02	

In ganz heiteren Nächten war die Zunahme 5.3° bis 49 m; in bewölkten Nächten war dieselbe bloss 1.1°, Mem. de l'Acad. de Montpellier. T. V. 1861. Martins hat den Satz aufgestellt, dass die Temperaturzunahme mit der Höhe von der Temperatur selbst unabhängig sei. In höheren Breiten und im Winter, namentlich über einer Schneedecke ist dies nicht der Fall, wie Juhlin gezeigt hat. Der nächtliche Temperaturunterschied zwischen 0.5 und 7.4 m Höhe über dem Boden war zu Upsala (60° nördl. Br.) bei —4° bloss +0.6, bei —22° aber +3.0 und nahm fast genau um 0.13° pro 1° Temperaturabnahme zu.

Sehr instruktiv sind auch die folgenden Beobachtungsergebnisse von Th. Homén in Finland (60° nördl. Br.).

Temperaturmittel vom 11. bis (inkl.) 14. August

Höhe in Meter	0	1	2	5	10	Differenz
Mittleres Maximum	20.6	19.2	18.8	18.7	18.6	2.0
Mittleres Minimum	1.1	2.6	3.1	4.2	5.3	4.2
Amplitude	19.5	16.6	15.7	14.5	13.3	6.2

Die Temperaturabnahme nach oben bei Tage ist viel langsamer, als die Temperaturzunahme mit der Höhe zur Zeit des Temperaturminimums.

31 m), dann jene von **Symons** (Boston, Lincoln in 1·2, 52 und 79 m), ferner von **Hamberg** und **J. Juhlin** in Upsala [1]).

Juhlin hat im Winter in sechs verschiedenen Höhen vom Boden bis 6·8 m stündliche Beobachtungsserien von Sonnenuntergang bis Sonnenaufgang angestellt, aus denen der Einfluss der Strahlung gegen den Erdboden besonders klar zu Tage tritt. In heiteren Winternächten beginnt die Temperaturzunahme nach oben schon 2—3 Stunden vor Sonnenuntergang und dauert noch 1—2 Stunden nach Sonnenaufgang an. Um Sonnenuntergang sinkt die Temperatur mit viel grösserer Raschheit am Boden als über demselben, später wird die Temperaturabnahme dann langsamer und gleichmässiger in allen Höhen und dauert so fort bis Sonnenaufgang. Dasselbe hat **Hamberg** aus seinen Beobachtungen in Sommernächten gefunden.

In klaren Nächten über einer Schneedecke fand **Juhlin** folgende Temperaturschichtung:

Oberfläche	0·03	0·5	7·4 m
— 17·7	— 15·7	— 14·1	— 12·2°

In grosser Nähe des Bodens spielt bei dem starken Temperaturgefälle natürlich auch die Wärmeleitung der Luft eine Rolle. In bedeckten Nächten bleibt die Wärmezunahme mit der Höhe aus, rasch eintretende Bewölkung in der Nacht bewirkt sogleich ein Steigen der Temperatur, namentlich an der Erdoberfläche.

Die durch die nächtliche Strahlung am Boden erkaltete Luft fliesst wegen ihrer grösseren Schwere an den Abhängen abwärts und sammelt sich in den Thälern, deshalb sind während klarer ruhiger Nächte die Niederungen das ganze Jahr hindurch kälter als die angrenzenden Hügel und Bergabhänge. Die Thäler können bedeutend kälter werden als die Höhen und Froststschäden erleiden, von denen die Hügel und Bergabhänge verschont bleiben [2]).

Die Eiffelturmstationen geben die folgenden spezielleren Aufschlüsse über die nächtliche Wärmezunahme mit der Höhe bis zu 300 m. Die oberen Stationen sind wärmer als die unterste (Parc St. Maur, ausserhalb Paris, Thermometer 2 m über Boden, I erste Plattform, II zweite Plattform, III Turmspitze) während folgender Stunden der Nacht:

Andauer und mittlerer Betrag der Wärmezunahme bis zu 300 m

	Höhe	Winter	Äquinoktien	Sommer
I	123	5h p. bis 7h a. (16 St.) +0·6	6h p. bis 7h a. (14 St.) +1·2	7h p. bis 6h a. (12 St.) +0·9
II	197	7h p. bis 8h a. (14 St.) +0·5	7h p. bis 7h a. (13 St.) +1·4	8h p. bis 5h a. (10 St.) +0·9
III	302	9h p. bis 8h a. (12 St.) +0·3	8h p. bis 7h a. (12 St.) +1·2	10h p. bis 5h a. (8 St.) +0·6

Die Temperaturdifferenzen zwischen oben und unten bleiben die ganze Nacht hindurch recht gleichförmig bis Sonnenaufgang. Am wärmsten sind stets die zwei mittleren Stationen. Die Wärmezunahme ist am raschesten im April und September, am kleinsten im Januar und Juli. Die mittleren Temperaturdifferenzen um 4^h

---

[1]) **Scott**, Results of observ. made at the Pagoda, R. Gardens, Kew. Quart. Weather Rep. N. S. Part I App. III. 1881. Met. Z. 1883. S. 395. — **Symons**, First Results of simultaneous Therm. and Hygrom. Observ. at Heights of 4 and 170 feet and of Siemens Electrical Therm. at 260 feet above the ground. Proc. R. Soc. Vol. XXXV. p. 310. Met. Mag. XVIII. — **Hamberg**, La temp. et l'humidité de l'air à différentes hauteurs. Soc. R. de Sciences d'Upsal. 1876. — **J. Juhlin**, Sur la temp. nocturne de l'air à différentes hauteurs. Ebenda 1889, mit einem Résumé der älteren bezüglichen Untersuchungen. S. auch Met. Z. XII. 1877. S. 105, u. XXV. 1890. Litteraturbericht S. 73.

[2]) S. mein Handbuch der Klimatologie. B. I. S. 251 etc.

und 5^h morgens zwischen Park St. Maur und Eiffelturm (Höhendifferenz 300 m) sind: Winter 0·45°, Frühling 1·1°, Sommer 0·84°, Herbst 1·1°, um so viel ist es in 300 m wärmer als am Boden.

Ähnliche Verhältnisse zeigen die Beobachtungen auf dem Münsterturm zu Strassburg (136 m) im Vergleich zur Station an der Sternwarte (6 m). Im Winter ist es oben wärmer von 6^hp bis 8^ham um 0·6°, im April und September von 8^hp bis 6^ham um 1·9° und im Sommer von 10^hp bis 4^h morgens um 1·4° C. Die Wärmezunahme ist hier grösser.

Über die vertikale nächtliche Temperaturschichtung oberhalb 300 m und den Übergang von da aufwärts zur normalen Temperaturabnahme haben nächtliche Ballonfahrten wichtige Aufschlüsse geliefert.

Nächtliche Temperaturschichtung nach heissen Sommertagen.

Höhe in Meter	0	100	200	300	400	500	600	700
München, 2. Juli	14.5	16.7	18.2	**18.4**	17.6	16.6	15.7	14.7
Strassburg, 7. Juni	15.7	17.5	**17.9**	17.5	17.0	16.5	16.1	15.6

Die nächtliche Münchner Ballonfahrt (am 2. Juli 1893) ergab, dass die Luft, die Tags vorher am Boden bis 21·7° erwärmt worden war, bis über 900 m aufgestiegen ist, und sich dabei um 1° für je 100 m abgekühlt hat. Die folgende nächtliche Abkühlung vom Boden her hat sich nur bis gegen 300 m hinauf erstreckt und oben den Wärmerest des Vortages unverkürzt zurückgelassen. Die untere Luftsäule bis zu 300 m aber hat an den Boden durch Wärmestrahlung ca. 260 Kilogramm-Kalorien pro Quadratmeter abgegeben.[1])

Der 7. Juni 1898 zeigt über Strassburg eine Temperaturzunahme bis 200 m hinauf, dann eine langsame Wärmeabnahme (am selben Tage nachmittags kam ein Gewitter zum Ausbruche), in beiden Fällen wird erst in 700 m Höhe die Temperatur am Erdboden wieder erreicht. Beide Beobachtungsreihen, besonders die erste, sind sehr lehrreich in Bezug auf den Vorgang der nächtlichen Abkühlung der Atmosphäre.[2])

Das Nachtfrostphänomen. Das Auftreten von Nachtfrösten am Erdboden in der wärmeren Jahreszeit, das wegen seiner Wichtigkeit für die Bodenkultur Gegenstand vieler Untersuchungen geworden ist, mag an dieser Stelle ganz kurz behandelt werden. Es ist die Temperaturerniedrigung, welche in heiteren Nächten mit grosser Diathermansie der Atmosphäre durch Wärmeausstrahlung am Erdboden sich einstellt und zwar in der wärmeren Jahreszeit, in Schweden und Finland (ähnlich anderswo in gleichen Breiten) selbst im Hochsommer, die hier in Betracht kommt, nicht die Abkühlung, welche durch kalte Luftströmungen herbeigeführt wird. Letztere bereiten ja allerdings meist die Erscheinung vor, indem sie die allgemeine Temperatur erniedrigen, den Himmel aufheitern, und trockene Luft bringen. Unter solchen Verhältnissen kann dann die nächtliche Wärmeausstrahlung die Temperatur unter den Gefrierpunkt sinken lassen und Reifbildung eintreten, was namentlich im Frühling (und Sommer) grossen Schaden verursachen kann. Die

[1]) Die „potentielle Temperatur" ist in der Luftsäule von 3–900 m dieselbe (Temperaturabnahme 1° pro 100 m), desgleichen die „spezifische" Feuchtigkeit (Gewicht des Wasserdampfes im Kilogramm Luft. s. später), ein Beweis, dass die Luft bis zu 900 m vom Boden aufgestiegen ist.

[2]) L. Sohncke u. Finsterwalder, Erste wissenschaftliche Nachtfahrt etc. Beobachtungen der met. Stat. in Bayern. XV. 1893 und Met. Z. 1894. S. 370. — H. Hergesell. Met. Z. B. 34. 1899. S. 49; die beiden oben mitgeteilten Temperaturreihen beziehen sich auf 1—2h nachts.

Temperatur am Erdboden sinkt in solchen Nächten erheblich unter das Minimum der Lufttemperatur in 1—2 m Höhe über dem Boden [1]).

Für die vertikale Temperaturschichtung in Frostnächten wollen wir folgendes Beispiel nach Homén anführen (Finland):

Höhe über dem Boden	0	0.9	2.0 m	0	1.5 m
		Freies Feld		Kiefernwald	
28. Juli 1 h morgens	—2.5	1.5	4.0	7.3	7.0
27. Aug. 12¼ h morgens	—5.5	—2.0	0.7	4.8	4.8
11. u. 12. Sept. 5½ h morg.	—4.8	—1.4	0.0	4.3	4.8

Die Beobachtungen sind über einem freien Feld und in einem Kiefernwald angestellt. (Der trockene Kiefernwald war etwas höher gelegen.) Die Temperatur sinkt nach Sonnenuntergang sehr rasch, oft 6—7° in einer Stunde, später in der Nacht wird die Erkaltung natürlich langsamer.

Die Lufttemperatur ist am Boden über dem Grase stets um einige Grade tiefer als in 1—2 m Höhe, im Walde, wo die stärkste Ausstrahlung von den Wipfeln der Bäume ausgeht, ist die Temperatur am Boden gleich oder höher als in 1—2 m. Feuchter Boden wirkt gegen den Frost, weil er erstlich ein besserer Wärmeleiter, zweitens weil er eine grössere Wärmekapazität hat (bei gleicher Wärmeabgabe weniger erkaltet) und drittens weil er die Luftfeuchtigkeit erhöht. Sümpfe und Moore dagegen sind Frostherde, wegen der niedrigen Temperatur des Bodens und der Luft und der Verdunstungskälte.

Je reiner und tiefer blau der Himmel, desto grösser die Frostgefahr. Trübung und Wolken bewirken rasch eine Temperaturerhöhung.

Je trockener die Luft ist, desto rascher und stärker sinkt die Temperatur nach Sonnenuntergang.

Schon R. Strachey hat dies aus Beobachtungen zu Madras, 4. bis 25. März 1850, nachgewiesen. Die Tage waren heiter, ganz klarer Himmel.

Mittlerer Dampfdruck in Millimeter	22.0	19.8	17.3	14.7	11.0
Temperaturdifferenz 6 h 40 m p. bis 5 h 40 m a.	3.8	4.7	6.2	7.0	9.2

Nach diesen Zahlen scheint der Einfluss des absoluten Wassergehaltes der Luft auf die nächtliche Erkaltung unbestreitbar zu sein. Dagegen konnte Sutton zu Kimberley (1190 m) keinen Einfluss der Lage des Taupunktes auf die nächtliche Erkaltung finden, dagegen einen sehr bestimmten Einfluss der relativen Feuchtigkeit. Es liegen nur die Beobachtungen an wolkenlosen Nächten den folgenden Ergebnissen zu grunde [2]).

Relative Feuchtigkeit 8 h p. m.	25—39	40—59	60—69	70—79	über 80 Proz.
Temperatur 8 h p. — Min. a. Morgen	10.3	8.2	7.2	6.4	5.0°

Es ist aber recht wahrscheinlich, dass auch bei den Ergebnissen Stracheys leichte Nebelbildung oder Kondensationswirkungen im Spiele waren, da ja die Beobachtungen in Meeresnähe angestellt worden sind.

Höhere Luftfeuchtigkeit schützt vor Frostgefahr einerseits durch Taubildung, bei welcher latente Wärme abgegeben wird, andererseits durch den Eintritt nebliger Trübung, sobald die Temperatur unter den Taupunkt erniedrigt wird. Sobald der Taupunkt über 0° liegt, ist Frostgefahr weniger zu besorgen. Darauf gründete man vielfach Nachtfrostprognosen. Liegt der Taupunkt am Abend einige Grade über dem Gefrierpunkt, so ist kein Nachtfrost zu besorgen [3]). Lang fällt (gegen Wollny) ein günstiges Urteil über die auf Taupunktbestimmungen am Abende

---

[1]) J. Berthold hat zu Schneeberg im Erzgebirge ein Minimumthermometer am Erdboden selbst auf dem kurzgehaltenen Rasen eines Obstgartens abgelesen und zugleich die Lufttemperatur in 2.4 m über dem Boden. Die mittleren Differenzen sind:

Mittlere Temperaturdifferenz Luft in 2.4 m und Minimum am Erdboden. Heitere Tage.

Dez.	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Jahr
1.7	1.8	1.4	1.7	**2.0**	1.1	0.4	0.5	0.6	1.0	1.3	1.4	1.2

Die mittlere Differenz aus allen Beobachtungen ist 0.9° (berechnet nach den Angaben in Met. Z. 1890, S. 473 etc.).

[2]) Met. Z. 1890, S. 80.

[3]) Lancaster macht darauf aufmerksam, dass schon 1824 A. Anderson die Beziehung zwischen nächtlichem Temperaturminimum und der Temperatur des Taupunktes erkannt hat. Edinburgh Phil. Journal. On the influence of the hygrometric state of atmosphere upon the minimum temp. of the night, und On the Dew point. British Assoc. 1840.

begründeten Nachtfrostprognosen. Kiersnowsky zieht es vor, die Relation: feuchtes Thermometer — Temperaturminimum = Konstante, der Prognose zu Grunde zu legen. Nachtfrost ist (in Russland) nicht zu erwarten, wenn das feuchte Thermometer um 9^h abends höher steht als: April um 6^0, Mai bis Juli $5\,^1/_2{}^0$, August und September 6^0. Man vergl. Köppen und Kammermann in Met. Z. 1886. S. 123—126.

Th. Homén hat aber beobachtet, dass (in Finland) die Temperatur in klaren ruhigen Nächten auf dem Grase bis zu 10^0 unter den Taupunkt des Vorabends sinken kann.

Über die alte und verbreitete, rein aus der Erfahrung geschöpfte Methode, durch Entwickelung von Rauch eine gegen die nächtliche Ausstrahlung schützende Decke über die Kulturen auszubreiten, findet man Näheres in dem Artikel von W. Trabert: Bekämpfung der Frostgefahr durch künstliche Wolken. S. Lemström hat Versuche mit eigenen „Frostfackeln" angestellt, die langsam brennen, viel Rauch und Wasserdampf liefern und zugleich die Luft wärmen.[1])

2. Die vertikale Temperaturschichtung bei Tage. Da die tägliche Erwärmung der Atmosphäre vom Boden ausgeht und die Sonnenstrahlung direkt nur wenig zu derselben beiträgt, somit auch die höheren Schichten ihre Wärme durch Konvektionsströmungen von unten zugeführt erhalten, so müssen wir um den Nachmittag herum rasche Wärmeabnahme mit der Höhe beobachten, und zwar in den unteren Schichten im Verhältnis von 1^0 pro 100 m, d. i. jene Wärmeabnahme, welche trockene aufsteigende Luftmassen zufolge ihrer Ausdehnung beim Emporsteigen erleiden. Bei dieser oder einer grösseren Temperaturabnahme nach oben genügt ein geringer Temperaturüberschuss oder Auftrieb aus anderen Ursachen, um die Luftmassen bis an das Grenzgebiet dieser Wärmeabnahme aufsteigen zu lassen.[2])

Die Beobachtungen an den Eiffelturmstationen zeigen nun in der That die mit den obigen Folgerungen übereinstimmende Wärmeabnahme mit der Höhe.

Temperaturabnahme pro 100 m. Paris — Eiffelturm.

Stunde	7 h a	8 h	9 h	10 h	11 h	Mittg.	1	2	3	4	5	6 p
				Zwischen 2 m und 160 m vom Boden.								
April bis Juli	0.68	1.22	1.48	1.62	**1.65**	1.57	1.58	1.50	1.33	1.10	0.90	0.60
Febr., März, Aug., Sept.	—	0.53	0.85	1.17	1.24	1.25	**1.32**	1.24	0.95	0.78	0.50	—
Oktober bis Januar	—	—	—	0.54	0.74	**0.84**	**0.84**	0.71	0.61	0.33	—	—
				Zwischen 160 m und 302 m.								
Sommerhalbjahr	—	0.47	0.70	0.86	0.84	0.88	0.86	0.86	0.88	0.90	**0.92**	0.91
Winterhalbjahr	—	0.09	0.22	0.40	0.54	0.65	0.75	0.80	0.83	**0.84**	0.79	0.70

---

[1]) Zur Litteratur über die Nachtfröste und Nachtfrostprognosen:

Selim Lemström, On Night-Frosts. Acta Soc. Scient. Fennicae. Helsingfors 1893. Grosse Abhandlung mit Tafeln. S. auch Met. Z. 1896. S. 37. — Th. Homén, Bodenphysikalische und meteorologische Beobachtungen in Beziehung auf das Nachtfrostphänomen. Berlin 1894. S. auch Met. Z. 1894. Litteraturbericht S. 85. — H. E. Hamberg, On nattfrosterna i Sverige 1871, 1872 u. 1873. Upsala 1874. Mit Karten. — B. Kiersnowskij, Vorausbestimmung des nächtlichen Temperaturminimums. Wild, Rep. f. Met. B. XIII. Nr. 10. 1890. — A. Kammermann, Étude sur la Minimum de nuit. Archives des sciences. T. XIV. 1885. Juillet, Novbr. T. XVII. Mai. — Lang, Vorausbestimmung des Nachtfrostes. Das Wetter. 1887 u. 1889. — Wollny, Nachtfrost und Temperatur des feuchten Thermometers, in „Forschungen". B. IX. 1886. S. 346. Met. Z. 1888. Litteraturbericht S. 74. — Lang. ebenda 1889. Litteraturbericht S. 17. — Berthold, Met. Z. 1888. S. 367; 1890. S. 473. Bekämpfung der Frostgefahr durch künstliche Wolken. Met. Z. 1893. S. 150. — W. Trabert, Met. Z. 1899. S. 529. Übersetz. von „Frost by W. H. Hammon", U. S. Weather bureau Bull. Nr. 23. Washington 1899, mit wesentlichen Zusätzen.

[2]) Der Nachweis dafür wird im Anhange gegeben.

In der Nähe des Bodens und zu den wärmsten Tagesstunden in der wärmeren Jahreszeit ist die Temperaturabnahme sehr rasch und bezeugt so die lebhaften aufsteigenden Luftbewegungen, durch welche die Bodenwärme den höheren Luftschichten zugeführt wird. Zwischen 160 und 300 m stellt sich erst am späten Nachmittag eine rasche Wärmeabnahme ein, welche aber im Mittel aus allen Witterungsständen 1° pro 100 m nicht mehr ganz erreicht. Bemerkenswert ist der geringe Unterschied zwischen Winter und Sommerhalbjahr [1])

Die Temperaturaufzeichnungen von J. Glaisher im Fesselballon bei London 1869 haben übrigens schon ganz dieselben Resultate geliefert. Die folgenden Zahlen sind aus Aufzeichnungen zwischen 3^h und 7^h nachmittags erhalten worden.

Wärmeabnahme mit der Höhe pro 100 m. Sommerhalbjahr, Nachmittag

Höhenschicht	0—60	60—120	120—180	180—245	245—305 m
Heiter	1.51	1.13	0.95	0.80	0.70
Allgem. Mittel	1.46	1.12	0.87	0.81	0.75

Wärmeabnahme zwischen Boden und 305 m

Tageszeit	10—11 h a	3—4 p	4—5	5—6	6—7	7—7½ h p
Temp.-Abnahme	1.42	1.20	1.02	0.96	0.83	0.68

Bei heiterem Wetter war von 7—7½ die Wärmeabnahme bloss 0·49, es meldete sich schon die nächtliche Temperaturschichtung, bei noch späteren Fahrten konnte Glaisher auch die Wärmeabnahme nach unten beobachten.

Höher hinauf in die freie Atmosphäre reichen die Temperaturmessungen mittelst Drachen, die selbstregistrierende Instrumente in bestimmten Höhen schwebend erhalten. Solche Beobachtungen sind namentlich am Blue Hill (Observatorium Rotch) bei Boston und an 17 Stationen des Wetterbureau in ganz Nordamerika angestellt worden. Nur die letzteren sind gegenwärtig systematisch bearbeitet worden [2])

Die Wärmeabnahme in den unteren Schichten in den Vereinigten Staaten, die sich aus diesen Drachenbeobachtungen ergeben hat, ist hier einzuschalten.

Mittlere Temperaturänderung mit der Höhe im Sommerhalbjahr in den Vereinigten Staaten (Drachenbeobachtungen)

Höhe vom Boden bis zu	300	460	600	900	1200	1500	1800	2100 m
Wärmeänderung pro 100 m	1.35	1.10	0.94	0.82	0.74	0.71	0.70	0.68

Die Wärmeabnahme vom Boden bis zu 600 m ist nahezu jene des indifferenten vertikalen Temperaturgleichgewichtes, wie sie in aufsteigenden oder sinkenden Luftmassen, welche keine Wärme von aussen empfangen oder abgeben, eintritt.

Die mittlere Wärmeabnahme betrug am Vormittag 0.87, am Nachmittag 1.06. Nach den Örtlichkeiten ergaben sich folgende Unterschiede: Eine Station an der Atlantischen Küste (223 Beobachtungen) gab 0·66, jene an der centralen Wasser-

---

[1]) Die Beobachtungen im Strassburger Fesselballon am 7. und 8. Juni 1898 lieferten folgende mittlere Temperaturen für 1½ h nachmittags (Hergesell)

Höhe in Meter	0	100	200	300	400	500	600	700
Temperatur	26.0	21.2	22.7	21.6	21.0	20.3	19.6	18.8

also durchschnittliche Wärmeabnahme untere Hälfte bis ca. 350 m 1.3° pro 100 m, obere Hälfte 0.7° pro 100 m. Der Temperaturgang von 10 h abends bis 2 h nachmittags war beiläufig folgender:

Temperaturgang vom 7. zum 8. Juni über Strassburg

Zeit	10 h p	Mittn.	2	4	6	8	10	Mittg.	2 h	Diff.
Boden	17.0	15.6	15.0	14.2*	16.0	18.0	21.0	25.0	27.2	13.0
400 m	18.2	17.4	16.5	15.0*	15.2	17.0	19.0	20.7	21.6	6.6
700 m	16.0	15.5	15.4*	15.5	16.4	16.8	17.5	18.5	20.0	4.6

[2]) Weather Bureau Bulletin F. Report on the Kite Observations of 1898. Washington 1899.

scheide des Mississippi (6 Stationen, 580 Beobachtungen) 1·00°, jene im Gebiet der oberen Seen (4 Stationen, 866 Beobachtungen) 0·83 und jene im centralen Westen (6 Stationen, 2166 Beobachtungen) 0·84° pro 100 m.

Alle Beobachtungen beziehen sich, wie bemerkt, auf das Sommerhalbjahr und auf windiges Wetter, da bei Windgeschwindigkeiten unter $4^1/_2$ m pro Sekunde die Drachen nicht mehr steigen, auch stürmisches regnerisches Wetter ist in diesen Mitteln nicht vertreten.

Die Beobachtungen auf dem Strassburger Münsterturm (136 m) liefern im Winter von Mittag bis 2^h an eine Wärmeabnahme von 0·70, im April und September von 1·32°, im Sommer von 10^h a bis 2^h h von 1·7° pro 100 m.

Welche Höhe erreichen die täglichen Konvektionsströmungen in der freien Atmosphäre? [1])

Diese Frage lässt sich nicht allgemein beantworten, je wärmer der Tag, je ruhiger die Witterung und je kühler die hohen Luftschichten vorher sind, bis zu je grössern Höhen wird der Auftrieb die unten erwärmten Luftschichten emportragen. Sind die oberen Luftschichten schon relativ sehr warm, so erlahmt der Auftrieb der unten erwärmten Luftmassen auch schon in relativ geringen Höhen. Die Wärmeabnahme ist dann in den höheren Schichten verlangsamt.

Bei der nächtlichen Ballonfahrt vom 2. Juli (1893 München) fand man mindestens bis zu 900 m hinauf eine Wärmeabnahme von 1° pro 100 m und die Temperaturen dieser Schichten (oberhalb 300 m) waren genau jene, welche die Luft bei der Temperatur des Vortages am Erdboden beim Aufsteigen zu diesen Höhen hätte annehmen müssen (infolge der Abkühlung bei der Volumausdehnung), auch die Luftfeuchtigkeit entsprach völlig dieser Annahme. Die Nachtfahrt vom 8. Juli lieferte Nachweise einer vom Erdboden stammenden Luftschicht in 800—1000 m. Auch die Temperatursondierungen der höheren Luftschichten mittelst Drachen vom Blue Hill aus geben an heiteren Sommernachmittagen bis über 1000 m hinauf eine Wärmeabnahme von 1° pro 100 m. [2])

Aus den Beobachtungen auf dem Eiffelturm ergiebt sich, wie schon S. 54—55 angeführt wurde, dass im Winter in rund 750 m, im Sommer in 1150 m, im Jahresmittel in 900 m die tägliche Amplitude auf $^1/_{10}$ ihres Betrages am Erdboden herabgesunken sein dürfte; die Registrierungen mittelst Drachen auf dem Blue Hill stimmen damit überein. So weit man annehmen darf, dass die Amplituden in gleichem Masse auch über 1000 m hinauf abnehmen, würde die Amplitude von 0·1° im Jahresmittel in 1500 m erreicht werden, wenn jene am Erdboden zu 7° angenommen wird.

B. Die Wärmeänderung mit der Erhebung an der Erdoberfläche selbst, also im Gebirge und in Bergländern. Die Wärmeänderung mit zunehmender Seehöhe in Bergländern ist ein kompliziertes Phänomen, weil die Terrainformen dabei eine grosse Rolle spielen. Überlegen wir zunächst, welchen Einfluss die Erhebung eines Landes über das Meeresniveau auf die Temperatur haben kann. Denken wir uns ein ganzes Land, wie es ist, um 1000 m oder mehr gehoben, welche Änderung mag dadurch die Temperatur erfahren? Die Erwärmung wird etwas intensiver werden, weil die Wärmeabsorption in der dünneren Lufthülle ge-

---

[1]) Die Erwärmung der Luft auf Berggipfeln durch Konvektionsströmungen längs der Berghänge kommt hier nicht in Betracht.

[2]) Z. B. 3. Juli 1896: in 210 m 24.1°, in 480 m 20.7, in 860 m 18.3, in 1045 m 16.1, in 1630 m 10.6°. Exploration of the Air by means of Kites. Cambridge 1897. S. 105 und Plate VII.

ringer wird, aber es nimmt auch, und zwar in grosserem Masse, der Warmeverlust durch Wärmeausstrahlung zu, so dass eine Temperaturerniedrigung das Resultat sein muss. Es ist ganz dasselbe, ob wir uns das Land gehoben, oder die Lufthulle der Erde verringert denken Diese Verringerung wurde aber die Temperaturverhaltnisse der Erde jener des Mondes naher bringen, eine niedrigere Mitteltemperatur bei grosseren Temperaturunterschieden zwischen Tag und Nacht, Sommer und Winter Die Zunahme der Dichte der Lufthulle hat nur einen relativ geringen Verlust an Intensitat der Sonnenstrahlung zur Folge, der leuchtenden Strahlung von hoher Temperatur, die auch zum grossen Teile wieder durch die diffuse Strahlung der dickeren atmospharischen Schichten ersetzt wird, dagegen wird der Wärmeverlust durch Ausstrahlung sehr erheblich verringert, weil die Lufthulle gegen die Strahlung des erwarmten Erdbodens sehr wenig diatherman ist, also eine Aufspeicherung von Warme stattfindet, einigermassen vergleichbar mit jener hinter den Glasscheiben eines Warmhauses [1])

Jener Bestandteil der Atmosphäre, welcher gegen die Strahlung im ultraroten Teile des Spektrums (dunkle Strahlung niedriger Temperatur) besonders adiatherman ist, d i. der Wasserdampf [2]), nimmt, wie wir spater sehen werden, mit der Hohe (und mit Abnahme der Temperatur) rasch ab Eine Verringerung der Dicke der atmospharischen Hulle und ihres Wasserdampfgehaltes wird also, so mussen wir vom reinphysikalischen Standpunkte aus schliessen, eine Abnahme der mittleren Lufttemperatur bei gleichzeitiger Steigerung der täglichen und jahrlichen Temperaturschwankung zur Folge haben, letzteres namentlich in hoheren Breiten Wie gross aber die Abnahme der mittleren Luftwarme infolge der Hebung eines ganzen Landes um Hunderte oder einige Tausend Meter sein mag, daruber konnen nur die Beobachtungen selbst Aufschluss geben

Es kommt aber in Wirklichkeit noch ein Umstand dazu, welcher die Warmeabnahme vergrossert, d. i eine starkere Luftbewegung, welche die am Boden erwarmte Luft rascher wegfuhrt Die gehobenen Teile der Erdoberflache sind doch nur relativ kleinere Teile derselben, sie ragen in die starker bewegten hoheren Luftschichten hinein, welche, weil sie nicht mehr so stark von der Erdoberflache her erwarmt werden, auf das gehobene Land nur abkuhlend wirken konnen

Jene Effekte der nachtlichen (und winterlichen) Warmeausstrahlung, auf welche wir bei der Untersuchung des taglichen Warmeganges schon hingewiesen haben, die grossere Nacht- (und Winter-)Kalte in geschlossenen Thalbecken gegenüber den Abhängen und Hugelkuppen, werden sich in gehobenen Landern noch starker fühlbar machen, weil alle Warmeausstrahlungseffekte hier unter der dunneren Lufthulle gesteigert werden

Denken wir uns nun einen ganz kleinen Teil der Erdoberflache zur gleichen Hohe gehoben, wie vorhin ein ganzes ausgedehntes Land Wir haben dann einen Berg mit mehr oder weniger steilem allseitigen Abfall gegen das umgebende niedrigere Land Auf welche Anderung der Luftwärme durfen wir vom rein theoretischen Standpunkte aus schliessen? Wir werden die Warmeabnahme fur die gleiche Höhe grosser annehmen mussen, weil die kleine Oberfläche des von der Sonnenstrahlung erwarmten Erdbodens, die hauptsachlichste Warmequelle fur die Luft, dann nur einen geringen Einfluss haben kann auf die Lufttemperatur, und namentlich weil die am Boden erwarmten Luftschichten von der fast stets bewegten Luft in den freien Hohen rasch wieder entfuhrt werden Die Luft der freien Atmosphare in gleicher Höhe müssen

---

[1]) W Trabert citiert in Handbuch der Klimatologie 2 Aufl B I S 262

[2]) Siehe K Angström in den Annalen der Physik 1900 IV Ser B 3 S 720

wir kälter annehmen als jene, die den Gipfel umspielt, weil letztere eine Wärmequelle mehr hat, den von der Sonne viel stärker erwärmten festen Boden, dem sie aufruht oder umfliesst.

Für die Berghänge und Gipfel kommt allerdings noch eine Wärmequelle hinzu, das ist die aufsteigende Bewegung der in tieferen Schichten erwärmten Luft, die Erwärmung durch Konvektionsströmungen. Dieselben erheben sich an den Bergen zu grösseren Höhen, als in der freien Atmosphäre, wo sie, wie wir früher haben schliessen müssen, direkt kaum mehr als 1000—1400 m Höhe erreichen. Der ganze Berg ist ja in einen Mantel erwärmter Luft gehüllt, den er sich selbst schafft an allen seinen der Sonnenstrahlung zugänglichen Seiten. Diese erwärmte Luft steigt längs der Bergabhänge in die Höhe und bringt den oberen Schichten Wärme von unten. Zwar kühlt die aufsteigende Luft rasch ab, ohne Wärmezufuhr im Verhältnis von 1° pro 100 m, aber sie bringt doch höhere Temperatur, sonst könnte sie ja nicht aufsteigen. Sie kühlt aber längs der Berghänge langsamer ab, als beim freien Aufsteigen, weil die erwärmten Berghänge den Wärmeverlust durch dynamische Erkaltung stets wieder zum Teil ersetzen. Würde die den Berg umhüllende wärmere Luftschicht etwa wie Rauch uns sichtbar werden, so würden an sonnigen Nachmittagen alle Berghänge wie in Rauch gehüllt erscheinen, der über den Gipfeln in hohen Säulen emporsteigen würde. In der That wird uns ein ähnliches Schauspiel, wenn die an den Berghängen aufsteigende Luft sehr feucht ist, und sich deshalb der Wasserdampf infolge der Abkühlung beim Aufsteigen kondensiert. Aber trotz dieser Wärmezufuhr durch aufsteigende Luftströmungen werden die Berghänge und Gipfel doch kühler bleiben, als ausgedehnte Bodenerhebungen von gleicher Seehöhe, weil die untersten Luftschichten über den letzteren in viel grösserem Masse und in grösserer Ausdehnung erwärmt werden.[1])

Vergleichen wir nun die wichtigsten Ergebnisse der Beobachtungen über die Wärmeänderung mit der Höhe in Bergländern mit den obigen allgemeinen Sätzen, zu welchen wir auf rein deduktivem Wege gelangt sind.

Wohl die erste Serie von Temperaturbeobachtungen, welche zu einem verlässlichen Werte der Wärmeabnahme mit der Höhe im Gebirge geführt haben, ist jene, welche die denkwürdige Expedition von H. B. de Saussure auf dem Montblanc im Juli 1788 geliefert hat. Saussure verweilte vom 5. bis 18. Juli auf dem Col du Géant und stellte dort vielseitige geophysikalische Beobachtungen an.[2]) Die Ergebnisse der zweistündigen Temperaturaufzeichnungen sind:

Lufttemperatur vom 5. bis 18. Juli 1788.

Ort	Höhe	Mittel	Max.	Min.	Wärmeänderung pro 100 m
Genf	400	21·6	27·4	14·9	
					0·54
Chamonix	1080	17·9	23·8	11·8	
					0·66
Col du Géant	3400	2·5	5·9	0·6	

In der unteren Stufe, im Gebiete der langsamen Erhebung des Bodens längs der Thalsohlen, nimmt die Temperatur um 0·54° pro 100 m ab, oder man muss

[1]) W. Trabert hat eine Berechnung versucht des Anteils, den die Sonnenstrahlung, und des Anteils, den Konvektionsströmungen und sekundäre Wärmequellen auf die Erwärmung eines Berggipfels haben mögen. Er findet, dass im Laufe eines Tages von 6 h bis 6 h einem Kilogramm Luft auf dem Sonnblickgipfel an Wärme zugeführt wird: durch die Sonnenstrahlung 0.18 Kalorien, durch Konvektion etc. 0.54. Der gleichzeitige Verlust durch Ausstrahlung beträgt 0.46 Kalorien, die effektive Wärmezufuhr somit 0.26 Kalorien, welche aber in der Nacht durch Ausstrahlung wieder verloren gehen. Der tägliche Gang der Temperatur auf dem Sonnblickgipfel. Denkschriften der Wiener Abad. B. LIX. 1892. S. 215.

[2]) S. Met. Z. 1892. Litteraturbericht S. 17.

184 m steigen, um die Temperatur um 1° sinken zu sehen, in der oberen Stufe, der steilen Erhebung des Terrains längs der Berghänge, nimmt die Temperatur rascher ab, und zwar im Verhältnis von 0·66 pro 100 m, man braucht nur 151 m zu steigen, damit die Temperatur um 1° sinkt.

Diese für den Sommer geltenden Zahlen sind durch alle späteren Beobachtungen bestätigt worden. Die Temperatur nimmt im Gebiete einer allgemeinen langsamen Bodenerhebung viel langsamer ab, als in Gebieten einer steilen Bodenerhebung, also von den Thalsohlen gegen die Berghänge und Berggipfel. Dies stimmt vollkommen mit den früheren theoretischen Erörterungen. Im Gebiete der allgemeinen langsamen Landerhebung der Kontinente kann die Wärmeabnahme mit der Höhe wohl nur zu 0·4° pro 100 m angesetzt werden, soweit sie überhaupt durch andere Einflüsse nicht wieder aufgehoben wird, im schwach geneigten Hügel- und niedrigen Berglande kann man 0·50° pro 100 m annehmen [1]). Es wäre ganz vergeblich, wie auch Versuche zeigen, kompliziertere Formeln aufstellen zu wollen für die Temperaturabnahme mit der Höhe im Gebirge, man kommt über die einfache arithmetische Progression nicht hinaus.

Schlagintweit hat für den Himalaya und Tibet nur eine Wärmeabnahme von 0·47 gefunden, für die Rauhe Alp erhielt ich 0·44.

1. Durchschnittliche Wärmeabnahme mit der Höhe in Berglandern unter verschiedenen Breiten. Im allgemeinen lässt sich keine bestimmte Abhängigkeit der Temperaturänderung mit der Höhe von der geographischen Breite konstatieren. Die Stationen in den Tropen, wie jene in den gemässigten Zonen bis zu 60° Breite hinauf geben ziemlich übereinstimmend 0·56° pro 100 m oder 1° pro 180 m Erhebung. In trockenen Gebieten ist im allgemeinen die Temperaturabnahme etwas rascher, in feuchten trüben Gebieten langsamer [2]).

Die örtlichen Unterschiede der Temperaturänderung mit der Höhe können sehr gross sein, wenn man von den Thälern ausgeht, sie sind viel geringer, wenn man freie Lagen, namentlich wenn man Berggipfel von verschiedener Höhe in Bezug auf ihre Temperatur vergleicht. In mittleren und höheren Breiten ist (auf der nördlichen Halbkugel) die Wärmeabnahme auf der Südseite der Gebirge rascher, als auf der Nordseite, desgleichen, namentlich in den Tropen, auf der trockenen Seite rascher, als auf der Regenseite des Gebirges.

2. Die tägliche Periode der Wärmeabnahme mit der Höhe. Die Existenz einer täglichen Periode des Temperaturunterschiedes zwischen Thal und Höhe, dem Erdboden und den höheren Luftschichten darüber ergiebt sich von selbst aus dem, was früher über den täglichen Wärmegang gesagt worden ist. In der Nacht kühlt der Boden durch Wärmeausstrahlung ab, die kühleren Luftmassen fliessen hinab in die Thäler, die höheren Lagen und Luftschichten bleiben wärmer, daher die langsame Temperaturabnahme bei Nacht, bei Tage muss sich die letztere dem theoretischen Mass für aufsteigende Luftmassen, d. i. 1° pro 100 m, nähern. So finden wir auch die Verhältnisse in der That aus den Beobachtungen. Schon die früher erwähnten Aufzeichnungen von Saussure auf dem Col du Géant ergeben für 6^h morgens 0·43°

[1]) So z. B. in Württemberg. Schoder, Klimatische Verhältnisse von Württemberg. Die Seehöhen der Stationen liegen dort zwischen 200 und 700 m. Met. Z. 1881, S. 255.

[2]) Die Wärmeabnahme mit der Höhe in der Äquatorialregion ist dieselbe, wie bei uns: Java giebt 0·6, Ceylon 0·62, Südindien 0·59, Abessinien 0·58, Kamerun 0·59, Anden von Columbien 0·51, von Ecuador 0·54, dagegen die Westalpen 0·58, Erzgebirge 0·59, Harz 0·58, die Berge bei Christiania 0·55 etc. Eine einigermassen ausgesprochene Abhängigkeit von der geographischen Breite ist in diesen Zahlen nicht zu erkennen. S. a. Handbuch der Klimatologie I, S. 240/241.

pro 100 m, dagegen 0·78° für Mittag. Später hat Kämtz auf dem Rigi und auf dem Faulhorn den täglichen Gang der Wärmeabnahme mit der Höhe genauer bestimmt.[1]) Eine Vorstellung von dem täglichen Gang geben folgende Zahlen:

Temperaturabnahme mit der Höhe zwischen Kolm Saigurn, 1600 m und Sonnblickgipfel, 3106 m (pro 100 m).

	Mittn.	2	4	6	8	10	Mittg.	2	4	6	8	10	Mittel
Winter	0.50	0.49	0.49	0.49*	0.50	0.60	**0.66**	0.59	0.54	0.52	0.51	0.50	0.53
Sommer	0.64	0.62	0.60*	0.69	0.81	0.87	**0.89**	0.88	0.82	0.73	0.68	0.65	0.74
Jahr	0.56	0.55	0.54*	0.57	0.65	0.74	**0.79**	0.75	0.68	0.61	0.58	0.57	0.63

Im Sommerhalbjahr nähert sich um Mittag die Temperaturabnahme von Kolm Saigurn (unmittelbar am Fusse des Nordabsturzes des Sonnblickgipfels gelegen) zum Sonnblick fast der theoretischen Wärmeabnahme aufsteigender Luftmassen; das Maximum fällt ziemlich genau auf Mittag, das Minimum auf die Zeit vor Sonnenaufgang.[2]) Ähnlich sind die Verhältnisse überall, mit dem Unterschiede, dass es bei geringeren Höhenunterschieden in den Nachtstunden des Winters zu einer Temperaturzunahme mit der Höhe kommen kann.

3. Die jährliche Periode der Temperaturänderung mit der Höhe. Die Temperaturabnahme mit der Höhe unterliegt auch einer jährlichen Veränderung, die in den Tropen hauptsächlich durch den Wechsel der Regenzeit mit der Trockenzeit bedingt wird, in mittleren und höheren Breiten durch den Wechsel von Winter und Sommer; in Klimaten mit einer länger dauernden Schneedecke im Winter können die Unterschiede zwischen der Temperaturabnahme im Winter und im Sommer sehr gross werden.

In den Tropen ist die Wärmeabnahme nach oben in der Trockenzeit meist rascher als in der Regenzeit, doch kommen Ausnahmen vor und die Sache wird komplizierter dadurch, dass meist eine Trockenseite und eine Regenseite der Gebirge vorhanden ist, die sich verschieden verhalten. Am Agustia Pik in Südindien, $8\frac{1}{2}°$ nördl. Br. (1890 m), ist die Wärmeabnahme in den trockenen kühleren Monaten 0·66° pro 100 m, von Mai bis August in der Regenzeit (bei höherer Temperatur) 0·57 (im Jahresmittel 0·60). An den unteren Abhängen des Kamerun Pik (bis 1000 m) unter 4° nördl. Br. beträgt die Wärmeabnahme in der Trockenzeit (Dezember bis Februar) ebenfalls 0·66, von Juli bis September (Regenzeit) 0·54.[3])

In mittleren und höheren Breiten hat, wie zu erwarten, der Winter die langsamste Wärmeabnahme nach oben, da ja die Ursache derselben, die stärkere Erwärmung der Thäler, dann am wenigsten wirkt, ja zeitweilig ganz ausbleibt und selbst ins Gegenteil umschlägt. Der Boden, namentlich der schneebedeckte, wirkt in den langen Winternächten erkaltend auf die unteren Luftschichten. Die rascheste Wärmeabnahme hat der Frühsommer (nicht der heisseste Monat). Die Ursache davon ist zumeist in dem Gegensatz zwischen den noch schmelzenden oder aber

---

[1]) Kämtz-Martins, Cours complet de Météorologie. Paris 1843. S. 209—212.

[2]) W. Trabert, Der tägliche Gang der Temperatur auf dem Sonnblickgipfel. Denkschriften d. Wiener Akad. LIX. 1892. S. 212. Ich habe als Sommer Mai, Juni, Juli, die Monate der raschesten Wärmeabnahme, genommen.

[3]) Im östlichen Himalaya, Bengalen, ist die Wärmeabnahme während der Regenzeit 0.47, nach der Regenzeit (Oktober bis Dezember) am grössten, 0.59 (Jahr 0.52). In den NW-Provinzen macht sich die höhere Breite schon dadurch bemerklich, dass der Winter die kleinste Wärmeabnahme zeigt, die grösste vor der Regenzeit (heisse Zeit), April bis Juni, eintritt.

In Höhen von 300—1200 m ist im nordwestlichen Himalaya die Wärmeabnahme am grössten zur Regenzeit, am kleinsten im Winter, auf grossen Höhen und den Hochthälern über 1700 m verhält es sich gerade umgekehrt, Maximum Dezember/Januar 0.68, Minimum Juli/August 0.25 bloss, Jahresmittel 0.46 (sehr kleine Wärmeabnahme). Siehe Hill in Met. Z. 1875. B. XX. S. 302 und Indian Met. Memoirs. Vol. II. Part. IV.

eben erst geschmolzenen Schneelagen dei giosseren Hohen, welche die starkere Eiwarmung hemmen, gegen die schon sehr staik und langere Zeit eiwaimten Thaler zu suchen Man wiid auch voraussetzen duifen, dass der Monat der iaschesten Warmeabnahme von dem Hinaufrucken der unteien Schneegrenze abhangt, fur die unteien Hohenlagen kann es schon der April sein, fui die oberen der Mai und Juni Dies lasst sich, wie Biuckner nachgewiesen hat, in der That sehi schön an den meteorologischen Stationen der Schweizer Alpen verfolgen.[1])

Doch scheint der Einfluss, welcher die iascheste Waimeabnahme vor dei heissesten Zeit eintreten lasst, dadurch nicht ganz erklärt zu sein, denn ei macht sich auch dort noch geltend, wo beide Stationen eine Schneelage haben, wie z B im Fruhsommer zwischen Sonnblick und Schafberg (Maximum: Mai 0 67, April 0 64, beide Gipfel in Schnee, Juli, Schafberggipfel schneelos, 0 63, August und März 0 61, Minimum November und Dezember 0 57° (Jahr 0 61). Es scheint, dass die freien Luftmassen in Hohen von 2—3000 m im Fruhling in der That noch kühler sind, als spater im Hochsommer, und die rasche Warmeabnahme im Fruhsommer eine allgemeine Bedeutung hat (Die neueren zahlreichen Ballonbeobachtungen haben dies in der That bestatigt)

Uber die Andeiungen der Temperaturabnahme mit dei Hohe in Gebiigs- und Berglandein unterrichten uns die folgenden Beobachtungseigebnisse

Waimeabnahme mit der Hohe pio 100 m

Jan	Febi	Marz	Apiil	Mai	Juni	Juli	August	Sept	Okt	Nov	Dez	Jahi
Hochgebirge[2]) a) Westalpen, 46° noidl Bi												
0 45	0 53	0 62	0 64	0.66	**0 67**	0 67	0 64	0 60	0 56	0 51	0 44ˣ	0 58
b) Ostalpen[3]), Sudseite, 46° nordl Bi												
0 49	0 54	0 63	0 67	0 68	**0 69**	0 67	0 65	0 61	0 57	0 53	0 48ˣ	0 50
c) Ostalpen[3]), Noidseite, 47° nordl Bi												
0 33	0 40	0 54	0 62	0.64	**0 65**	0 62	0 59	0 54	0 47	0 40	0 32	0 51
Geschutztes Beigland, meist Thalstationen ohne Hochgipfel Karnten [3]), 46½° noidl Br												
0 20*	0 34	0 50	0 61	**0 61**	0 60	0 57	0 55	0 50	0 43	0 34	0 23	0 46
Passubergang, nur Thalstationen. Kaukasus, 42½° nordl Bi Nord- und Sudseite												
0 31*	0 33	0 41	0 53	0 54	0 54	**0 56**	0 55	0 50	0 43	0 38	0 34	0 45
Mittelgebiige[2]) Eizgebiige, Noid- und Sudseite, 50 6° noidl Br												
0 45ˣ	0 49	0 58	0 67	**0 71**	0.70	0 67	0 64	0 61	0 58	0 53	0 47	0 59
Eizgebiige[4]), Noidseite (zugleich Luvseite)												
0 48*	0 50	0 55	0 60	0 63	**0 64**	0 63	0 61	0 58	0 55	0 51	0 48	0 56
Eizgebirge[4]), Sudseite (zugleich Leeseite)												
0 37*	0 44	0 61	0 77	**0 82**	0 78	0 70	0 66	0 65	0 63	0 54	0 42	0 62
Harz [2]) 52° noidl Bi												
0 41	0 52	0 63	0 69	**0 70**	0 69	0 68	0 67	0 62	0 52	0 42	0 37*	0 58
Plateauland [2]) Geiinge Hohenunteischiede Rauhe Alb, 48½° noidl Bi												
0 26	0 35	0 48	0 56	**0 59**	0 56	0 53	0 50	0 47	0 40	0 31	0 25ˣ	0 44

---

[1]) Z B Im April liegt in Graubünden die untere Schneegrenze bei 1000 m, Chur ist schon schneefrei, Churwalden (1213 m) hat dagegen noch Schnee, der abei im Mai fehlt Die Temperaturdiffeienzen sind Maiz 4 2°, April 4 6, Mai 4 3 Sils im Oberengadin (1810 m) ist im Juni schneefrei, der Julierpass (2244 m) dagegen noch nicht, die Temperaturdifferenzen Sils-Julier sind Mai 2 5, Juni 3 7, Juli 2 6° Brückner, Über den Einfluss der Schneedecke auf das Klima der Alpen Zeitschiift d Deutschen u Östeiieichischen Alpenvereins 1893 Referat in Pet Geogr Mitteilungen 1894 Litteratuibericht S 20

[2]) Hann, Wärmeabnahme mit der Hohe an der Eidoberfläche Sitzungsbeiichte der Wiener Akademie B LXI. Jan 1870

[3]) Hann, Temperaturverhaltnisse der österreichischen Alpenländer III

[4]) Hoppe, Das Klima des Erzgebirges S Referat in Met Z 1890 B XXV Litteraturbericht S 2 Von mir mittelst periodischer Formeln ausgeglichene Zahlen

Diese Zahlen zeigen die langsame Wärmeabnahme im Herbst und Winter, die sehr rasche im Frühling und Frühsommer; das Maximum tritt im allgemeinen um so später ein, je grösser die Seehöhe der höchsten in Rechnung gezogenen Stationen ist. Kärnten und die Südseite des Erzgebirges geben Beispiele für die langsame Temperaturänderung mit der Höhe im Winter im „Windschatten" einer Gebirgskette, wo die Luft sich am ungestörtesten nach ihrem spezifischen Gewichte lagern kann; die den vorherrschenden Winden ausgesetzten Seiten der Gebirge (die Luvseiten) haben im Winter eine raschere Wärmeabnahme mit der Höhe.[1])

Da die Ursache der langsamen Temperaturabnahme mit der Höhe im Winter die abnorme Erkaltung der Thäler, namentlich ganz abgeschlossener, windstiller Thalbecken ist, so fällt diese weg, wenn die untere Station auf einem geneigten, oder überhaupt auf einem freien Terrain liegt, das stark ventiliert ist und normale Wintertemperatur hat. Die folgenden Beispiele zeigen dies.[2])

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
Sizilien. Etna, 2947 m, 37.7° nördl. Br.												
0.59	0.58*	0.58	0.61	0.63	0.65	**0.65**	0.64	0.64	0.63	0.62	0.61	0.61
Südfrankreich. Pic du Midi, 2860 m, 43° nördl. Br.												
0.49	0.57	0.61	**0.64**	0.62	0.58	0.54	0.53*	0.55	0.54	0.51	0.48*	0.56
Mitteleuropa. Hohe Tauern, Sonnblick, 3106 m, 47° nördl. Br.												
0.55*	0.60	0.63	0.69	0.74	**0.75**	0.73	0.72	0.67	0.60	0.57	0.55	0.65
Schottland. Ben Nevis, 1343 m, 56.8° nördl. Br.												
0.59*	0.65	0.71	**0.76**	0.75	0.69	0.70	0.70	0.65	0.65	0.61	0.60	0.67
Nordamerika. Pikes Peak, 4308 m, 39° nördl. Br.												
0.54	0.59	0.67	0.73	**0.74**	0.72	0.68	0.65	0.62	0.59	0.55	0.53*	0.64
Südindien. Agustia Peak, 1890 m, 8½° nördl. Br.												
0.66	0.66	0.64	0.58	0.56*	0.58	0.57	0.56*	0.59	0.59	0.63	0.66	0.60

Die Wärmeabnahme mit der Höhe ist von der Witterung abhängig, wie schon vorhin der Einfluss der Regenzeit in den Tropen erwähnt wurde. In unseren Breiten ist bei stark bewegter Luft, meist zusammenfallend mit schlechtem Wetter, in Bergländern die Temperaturabnahme rascher, als bei ruhiger heiterer Witterung. Süring hat gezeigt[3]), dass zwischen Eichberg und Schneekoppe (Höhendifferenz 1252 m) die Temperaturabnahme im Winter bei heiterem Wetter 0·16, bei trübem 0·58° ist, im Sommer: ähnlich heiter 0·43, trüb 0·64, Jahr: heiter 0·36, trüb 0·61° pro 100 m. Ähnliche Resultate geben andere Stationspaare (Neuenburg-Chaumont, 621 m: heiter 0·43, trüb 0·63). Ist die Luft stark bewegt, so muss sich die Wärmeabnahme jener der dynamischen Abkühlung aufsteigender Luft nähern, bei heiterem windstillen Wetter sind die hohen Stationen zu warm, die Wärmeabnahme ist also langsam.

Eine anschauliche Darstellung des jährlichen Wärmeganges in verschiedenen Höhen, des Fortschreitens der Erwärmung von unten nach oben im Frühjahr und

---

[1]) W. Trabert (Met. Z. 1898. B. XXXIII. Temperaturabnahme in den niederösterreichischen Kalkalpen. S. 249) findet Luvseite: Winter 0.49, Jahr 0.56 (Maximum: Juni 0.67), Leeseite: Winter 0.27, Jahr 0.45 (Maximum: 0.61 Juni). Über die Wärmeabnahme in den deutschen Mittelgebirgen s. auch Fr. Klengel, „Das Wetter." 1897. Klima des Fichtelberges.

[2]) Etna, s. Met. Z. 1898. S. 264; 1899. S. 474, jährlicher Gang noch unsicher. Pic du Midi, Met. Z. 1894. S. 298. Tauern, Met. Z. 1891. S. 207. Sonnblickgipfel gegen Schmittenhöhe und Kolm Saigurn. Ben Nevis, ebenda S. 430. Pikes Peak, ebenda S. 206, gegen Colorado Springs in 1838 m. Man sehe ferner über diesen Gegenstand: Kaukasus, Met. Z. 1892. S. 196. Hongkong, Victoria Peak. Ebenda 1888. S. 401. Italien: Lugli 1884. S. 459, nicht gut verwendbar, dagegen Busin 1891. S. 461. Karst: Ferd. Seydl 1891. Litteraturbericht Nr. 2, interessanter Nachweis der ausserordentlich grossen Temperaturabnahme von der Küste zum Karst Plateau, Mittel 0.94 pro 100 m, Januar-Februar 1.04°, April bis Juni Minimum 0.87°.

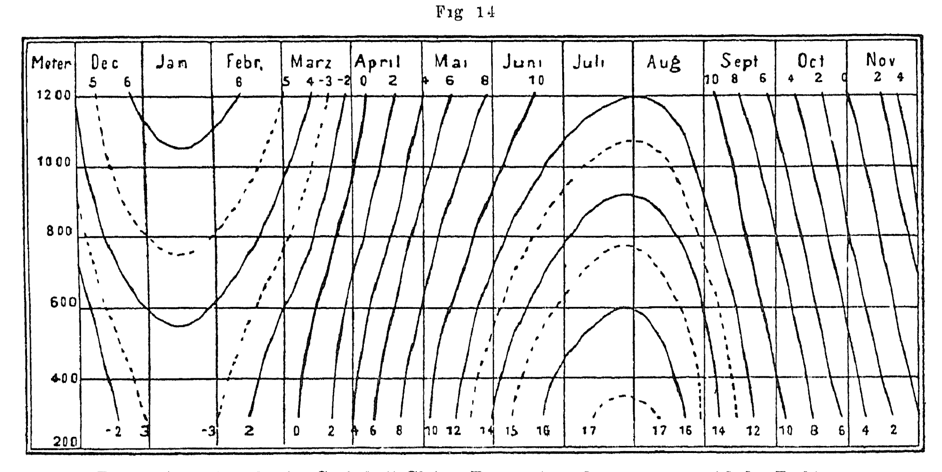
Sachsen: Schreiber, Met. Z. 1893. S. 361. Schweiz: Weilenmann, Schweiz. Meteorolog. Beob. Jahrgang VIII. Karawanken: Seydl, Met. Z. 1887. S. 313. Schlesien: Kolbenheyer, Met. Z. 1890. Litteraturbericht S. 70. Siebenbürgen: Reissenberger, Met. Z. 1884. S. 455. Mitteleuropa überhaupt: Hirsch und Hann, Met. Z. 1871. S. 316. Allgemeines s. Woeikof, Deut. Met. Z. 1885. S. 201.

[3]) Met. Z. B. XXV. 1890. Litteraturbericht S. 65.

Sommer, des Herabsteigens der Kälte von oben im Herbst und Winter geben die folgenden Isoplethenkurven (Fig 14) nach A Richter für das schlesische Gebirge (Grafschaft Glatz).[1])

3 Der jährliche Temperaturgang in grösseren Seehöhen, Abnahme der Grösse der Jahresschwankung der Temperatur, Verspätung der Jahresextreme So wie wir beim täglichen Wärmegange mit der Entfernung vom Erdboden, der eigentlichen Wärmequelle für die unteren Luftschichten, eine Abnahme der Grösse der täglichen Variation und eine Verspätung im Eintritt der grössten und kleinsten Tageswärme haben nachweisen können, so treffen wir dieselbe Erscheinung auch in Bezug auf den jährlichen Temperaturgang, aber auch mit denselben Einschränkungen wie dort Die Erscheinung ist an die Entfernung

Fig 14



Thermo-Isoplethen für die Grafschaft Glatz. Temperaturänderungen in vertikaler Richtung

vom Erdboden geknüpft, nicht an die absolute, sondern an die relative Höhe, die Erhebung über den Boden Wie schon in den Betrachtungen am Eingange zu diesem Kapitel erwähnt wurde, ist bei einer allgemeinen Landerhebung zunächst eine Vergrösserung der täglichen und jährlichen Wärmeschwankung zu erwarten, allerdings nur bis zu einer gewissen Höhengrenze, wo durch die Abnahme der Lufthülle auch die Sommerwärme so stark erniedrigt wird, dass die jährliche Temperaturschwankung wieder abnimmt Da aber die grösseren Erhebungen in den Gebirgsländern zumeist von beschränkter Ausdehnung sind, so tritt, wie die früher für den jährlichen Gang der Wärmeabnahme mit der Höhe mitgeteilten Zahlenwerte beurteilen lassen, im grossen Ganzen in allen Gebirgsländern eine Abnahme der Grösse der jährlichen Wärmeschwankung mit der Höhe ein, wozu freilich auch die Vergrösserung derselben in den Thälern unten das ihrige beiträgt. Da die Temperatur im Winter langsamer mit der Höhe abnimmt als im Sommer, so müssen die Winter in der Höhe relativ milde, die Sommer dagegen kälter sein als unten, das Ergebnis ist eine Annäherung des jährlichen Wärmeganges an jenen im mari-

[1]) Met Z 1892 S 37. Nach den Beobachtungen an den Stationen Glatz (290 m), Ebersdorf (430 m), Lichtenwalde (510 m), Brand (780 m) und Schneeberg (1220 m) Man kann solchen Diagrammen auch die Andauer einer gewissen Temperatur in jeder Seehöhe entnehmen, sowie die Höhengrenze, welche jede Temperatur erreicht

timen Klima, eine Abstumpfung der Extreme, und zudem, eine weitere Ähnlichkeit, eine Verspätung derselben.

Der Gipfel des Sonnblick in den Hohen Tauern (3106 m unter 47° nördl. Br.) hat fast genau denselben jährlichen Temperaturgang wie die Insel Pelagosa (42·4° nördl. Br.) in der Mitte des adriatischen Meeres, die Jahresschwankung wie die Eintrittszeiten der höchsten und tiefsten Temperatur sind fast völlig identisch.[1]) Die mittleren Temperaturen sind dagegen ausserordentlich verschieden (— 6·2° und 16·6°).

Je grösser die Ausdehnung des gehobenen Landes ist, desto geringer ist diese Annäherung an den maritimen Charakter des Wärmeganges, in eingeschlossenen Thälern fehlt sie ganz. Dagegen zeigen die Orte an Abhängen und auf Berggipfeln dieselbe in sehr ausgesprochener Weise, z. B.:

Tauern:	Zell a. S.	Schmittenhöhe	Sonnblick
Höhe in Meter	750	1940	3106
Kältester Monat	— 5·9 Jan.	— 7·1 Jan.	— 12·6 Febr.
Wärmster „	16·1 Juli	9·0 Aug.	1·4 Juli
Differenz	22·0	16·1	14·0

Nordschweiz:	Altstätten	Trogen	Gäbris	Rigikulm	Säntis
Höhe in Meter	460	880	1250	1790	2465
Jahresschwankung	19·4	17·1	15·5	14·5	14·1

Aus dem Fortschreiten dieser Zahlen könnte man schliessen, aber nur unter gewissem Vorbehalt, da die meteorologischen Stationen nur wenig hoch hinaufreichen, dass, wenn die Alpen Berge von 9000 m Höhe hätten, auf deren Gipfeln die Jahresschwankung der Temperatur schon nahezu verschwunden sein dürfte.[2])

In der freien Atmosphäre haben wir keine anderen regelmässigen Beobachtungen über die Abnahme der Jahresschwankung mit der Höhe als jene auf dem Eiffelturm, die nur bis 302 m hinaufreichen. Die oben für die Berge nachgewiesenen Änderungen treten auch schon in diesen geringen Höhenunterschieden sehr klar hervor.

Elemente des jährlichen Wärmeganges am Eiffelturm.

Ort	Paris	1. Plattform	2. Plattform	Spitze
Höhe in Meter	2	123	197	302
Minimum	2·0 (8. Jan.)	1·9 (7. Jan.)	1·8 (7. Jan.)	1·6 (8. Jan.)
Maximum	18·4 (24. Juli)	17·9 (29. Juli)	17·5 (31. Juli)	17·0 (1. Aug.)
Differenz	16·4	16·0	15·7	15·4

Der Eintritt des Minimums verspätet sich nicht, wohl aber der des Maximums und zwar um 7 Tage in 200 und um 8 Tage in 300 m.

Die Jahresschwankung nimmt hier (in der freien Atmosphäre) um 1° für 300 m ab, aber in den höheren Schichten gewiss viel langsamer.

---

[1]) Die Gleichungen des jährlichen Temperaturganges sind schon S. 91 mitgeteilt worden.

[2]) Für die Abnahme der Jahresschwankung der Temperatur mit der Höhe in den Alpen habe ich folgende Gleichungen gefunden, h Höhe in Hektometern, D Jahresschwankung der Temperatur:

Westschweiz $D = 21.45 - 0.22\,h$; Tauern $D = 22.08 - 0.25\,h$,

woraus für $D = 0$ sich h zu ca. 9200 m ergeben würde.

Über Einschränkung und teilweisen Widerspruch mit diesen Folgerungen durch die Beobachtungen in sehr grossen Höhen bis zu 10 km im Ballon wird später berichtet.

Hochthäler zeigen keine, oder doch nur eine geringe Abnahme der Grösse der jährlichen Wärmeschwankung, sie erkalten im Winter sehr stark, erwärmen sich aber auch wieder sehr kräftig im Sommer, z B

Gipfel Rigi Kulm, 1790 m			Thal Bevers Engadin, 1720 m		
wärmster	kaltester	Diff	warmster	kaltester	Diff
Monat			Monat		
9.9° Juli	—4.6 Jan	14.5°	11·8° Juli	—10.1° Jan	21.9°

In den Hochthälern der Gebirge ist die jährliche Wärmeschwankung nicht geringer als an ihrem Fuss

Die Jahresminima der Temperatur sind auf den Berggipfeln der höheren Breiten selbst in 3—5000 m Seehöhe nur wenig niedriger als in den Thälern unten, in mittleren Höhen oft milder als dort Dafür einige Beispiele Mittlere Jahresminima: Zell a S (760 m) —24.6°, Rathausberg (b Gastein, 1940 m) —20.4°, Sonnblick (3106 m) —30.1°, also nur 5½° niedriger als in Zell Die absoluten Extreme der gleichen 10 Jahre (1887—1896) waren Zell —31.6°, Rathausberg —24.4°, Sonnblick —33.8° (aus den Terminbeobachtungen), Tamsweg hatte schon einmal —35°

Mittlere Minima Klagenfurt (450 m) —21.7°, Obir, Berghaus, (2047 m) —21.0°, absolute Klagenfurt —30.6, Obir —27.5, ferner Genf (405 m) —19.2, St Bernhard (2475 m) —20.4°, absolut Genf —23.3°, St. Bernhard —27.2, dagegen Gipfel mit Hochthal verglichen Rigi Kulm —18.7°, Bevers —26.9, 30jährige Mittel, absolute Extreme Rigi —23.0°, Bevers —33.3° (im gleichen Jahre 1891)

Absolute Extreme Pikes Peak (4308 m) —39.4°, Mt Washington (1914 m) —45.6° Man hat oft versucht, durch auf Berggipfeln zurückgelassene Minimumthermometer die niedrigste Temperatur während des Winters kennen zu lernen Der Versuch unterliegt sehr grossen Schwierigkeiten und gelingt selten (J Ball, Therm Observ in the Alps Report British Assoc 1862 S 369) Ein auf dem Montblanc-Gipfel (4810 m) zurückgelassenes Minimumthermometer zeigte als tiefste Temperatur des Winters 1894/95 —43.0° (Buet [3300 m] —33°) Auf dem grossen Ararat (5146 m) zeigte ein dort hinterlegtes Minimumthermometer im Winter 1893/94 als Minimum —39.7°, 1894/95 —34.1°, auf dem kleinen Ararat (3900 m) —29.1°, auf dem Alagos (4271 m) —32.0 (1893/95) In Kars unten (1742 m) waren die Minima der Winter 1893/94 und 1894/95 —34.3° und —35.3, im Februar 1893 hatte Kars sogar —40.0° (vergl Met Z 1897 S 308)

In den Tropen, namentlich im äquatorialen Gebiete, wo schon im Meeresniveau die Jahresschwankung gering ist, zeigt sich keine bestimmte Abnahme derselben mit der Höhe, es kommt alles auf die örtlichen Verhältnisse, namentlich auf die Niederschlagsverhältnisse an. Die Höhe, wo die Jahresschwankung gleich Null wird, liegt am Äquator jedenfalls viel niedriger als bei uns Aus der konstanten Höhe der Schneegrenze in den Anden von Ecuador darf man wohl schliessen, dass sie daselbst schon ungefähr bei 5000 m zu finden sein dürfte [1])

In Quito ist die Jahresschwankung der Temperatur bloss 0.5°, dagegen wurde sie bei einer Hacienda am Antisana in 4060 m noch über 3° gefunden Ceylon hat im Meeresniveau im Mittel 3.1°, Kandy (520 m) 2.4°, Newera Elyia (1900 m) auch 2·4°; Südindien unter 8—10° nordl. Br im Meeresniveau (Ost- und Westküste) etwa 4·8°, Wellington (1890 m) 5.9°, Dodabetta Peak (2633 m) 4·1° Von einer Abnahme der Jahresschwankung mit der Höhe ist da kaum etwas zu bemerken

4. **Höhenlage der Isotherme von 0° und deren jährliche Wanderung** Eine gute Illustration der jährlichen Temperaturvariation in grösseren Höhen der Gebirge unter verschiedenen Breitegraden liefert die Bestimmung der Seehöhe, in welcher die Temperatur des Gefrierpunktes zu finden ist. Man erhält aus der ermittelten Wärmeabnahme mit der Höhe dafür die folgenden Zahlenangaben.

---

[1]) Auf dem Gipfel des Chimborazo (6253 m) beobachtete Whymper im Januar —6°, im Juli —8°, auf dem Cotopaxi (5960 m) im Februar —8.4° C

Seehöhe (in Meter), bei welcher die Temperatur des Gefrierpunktes herrscht.

Gebirge	Anden von Quito	Nordwest-Himalaya	Ätna	Pikes Peak Colorado	Pic du Midi	Tauern E-Alpen	Ben Nevis Schottland
Breite	Äquator	32	37.7	38.6	42.9	47	56.8
Januar	5100	2800	1900	1150	1350	0	640
Juli	5100	5700	3980	4970	3940	3300	2000
Jahr	5100	4700	2950	3200	2480	2050	1250

Im Juli senkt sich die isotherme Fläche von 0° von 5100 m am Äquator bis zum Meeresniveau in der Umgebung des Nordpols, im Januar trifft sie dasselbe in sehr verschiedenen Breiten je nach den Klimagebieten. Die grössten Höhenänderungen dieser Fläche trifft man in den kontinentalen Gebirgen.[1])

5. Temperaturzunahme mit der Höhe im Gebirge. Die Wärmezunahme mit der Höhe als normale Erscheinung während der Nachtstunden in den unteren Luftschichten haben wir schon beim täglichen Wärmegang kennen gelernt. In manchen Gebirgsländern kann man dieselbe während des ganzen Winters bis zu beträchtlichen Höhen hinauf beobachten. Die mittlere Temperatur der Thäler kann in den Wintermonaten niedriger sein, als jene in grösseren Höhen, namentlich als jene an Bergabhängen. Aber auch die höheren Thäler, wenn sie keine grösseren ebenen Flächen besitzen und durchweg ein Gefälle nach unten haben, können wärmer sein, als die tiefen weiten Thalbecken, die allseitig durch Bergzüge abgeschlossen sind. Ihrer Entstehung nach ist dies genau dieselbe Erscheinung, wie die grössere Nachtkälte aller Thäler zu allen Jahreszeiten; dieselbe kann sich nur im Winter, namentlich unter dem Einflusse einer Schneedecke, welche die Wärmeausstrahlung sehr begünstigt, während der langen Nächte nach Dauer und Erstreckung bis zu grösseren Höhen hinauf besonders günstig entwickeln, wenn die Terrainformen günstig sind. Weite allseitig umschlossene Thalbecken gestatten die Ansammlung grösserer Massen erkalteter Luft und begünstigen dadurch das Auftreten und die Konstanz jener Witterungsfaktoren, welche der weiteren Erkaltung besonders günstig sind, den hohen Luftdruck, heiteren Himmel, und Windstille. Letztere ist der Temperaturzunahme mit der Höhe besonders günstig, weil sie gestattet, dass sich die erkalteten Luftschichten ungestört nach ihrem spezifischen Gewichte, die kältesten zu unterst, ruhig lagern. Deshalb tritt die Erscheinung besonders auf jener Seite und in jenen Teilen der Gebirge am stärksten auf, welche gegen die vorherrschenden Winde am meisten geschützt sind, in den Alpen also zumeist in den Thälern auf der Südseite der Centralalpen und in ihren östlichen, schon mehr kontinentalen Teilen. Diese Teile des Alpenzuges sind gegen die vorherrschenden, oft stürmischen Westwinde des westeuropäischen Winters am meisten geschützt, welche sonst die oberen

---

[1]) Die mittlere Temperatur des Chimborazogipfels (6250 m) dürfte recht nahe zu $-6^1/_2{}^0$ angesetzt werden können, d. i. die Temperatur des Sonnblickgipfels (3100 m) in den Tauern unter 47°.

In den Nordalpen unter 47° wäre die isotherme Fläche von 0° im Januar bei 80 m Seehöhe zu suchen, in den Südalpen unter 46° (mittlere Länge für beide Gruppen 10° E. v. Gr.) bei 550 m; sie steigt dann rasch hinauf und erreicht im Juli in den Südalpen 3590 m ca., in den Nordalpen im August 3520 m; im September liegt sie überall in 3170 m. Die grösste Senkung der isothermen Fläche von 0° fällt auf den 7. Januar (mittlere Höhe 280 m), die grösste Hebung auf den 5. August (mittlere Höhe 3550 m). Das Hinaufrücken erfolgt sehr langsam, es dauert 212 Tage, das Herabsinken geht sehr rasch vor sich, in 152 Tagen. Die Zeit des raschesten Emporsteigens fällt auf den 1. Mai, die Isotherme von 0° steigt dann pro Tag um $22^1/_2$ m aufwärts; die Zeit des raschesten Herabsinkens findet um den 5. November statt, sie legt dann pro Tag $37^1/_2$ m nach abwärts zurück. Diese Verhältnisse sind sehr charakteristisch für den Vorgang der Erwärmung und Wiederabkühlung in den Gebirgsländern mittlerer und höherer Breiten. (Hann, Die Temperatur der österreichischen Alpenländer. III. Sitzungsberichte der Wiener Akad. XCII. B. Juni 1885. S. 78—82.)

warmeren mit den unteren kalteren Schichten mischen, und die normale Warmeabnahme mit der Hohe haufig wieder herstellen wurden.

So wie in den Alpen kann man die „Temperaturumkehrung“ mit der Hohe als normale Erscheinung der Wintermonate (Dezember und Januar) unter gleichen Verhaltnissen in allen Gebirgen der hoheren Breiten wiederfinden Ihre grosste Entwickelung erlangt sie vielleicht in den Gebirgen Ostasiens, in der Gegend der kaltesten Winter der Erdoberflache, wo auch der hochste Barometerstand, bei grosster Luftruhe und ungetrubt heiterem Himmel, anzutreffen ist Die besten ziffermassigen Beispiele dafur liefern aber wegen ihrer zahlreichen meteorologischen Beobachtungsstationen in verschiedensten Hohen die Alpen, und hier namentlich der centrale Teil der Ostalpen und vor allen das klassische Land der winterlichen Warmezunahme mit der Hohe, Karnten

In Karnten ist das Sprichwort entstanden: „Steigt man im Winter um einen Stock (um ein Stockwerk, Etage), so wird es warmer um einen Rock“ Dafur mogen einige Beispiele gegeben werden

Lessachthal (Gailthal), SW-Karnten

Ort	Tropolach	Wurmlach	S Jakob	U Tilliach
Hohe in Meter	590	710	950	1400
Wintermittel	—5 3	—4 0	—2 9	—3 5

Westseite der Saualpe, Gorschitzthal

Ort	Eberstein	Huttenstein	Lolling (Thal)	Lolling-Bergh	Stelzing
Hohe in Meter	570	780	840	1100	1410
Wintermittel	—3 3	—2 3	—1 6	—1 3	—3 2

Karawanken, S-Karnten

Ort	Klagenfurt	Eisenkappel	U Schafflealp	Obir I	Obirgipfel
Hohe in Meter	490	560	1063	1230	2140
Januar	—6 2	—5 2	—3 6	—4 3	—6 8
Winter	—4 6	—3 9	—3 1	—3 8	—6 5

Die Temperaturzunahme mit der Hohe reicht in Karnten von den Thalsohlen in ca 500 m im Januar bis uber 1000 m hinauf, dann nimmt die Temperatur wieder ab, aber erst in ca 1900 m trifft man wieder die Januartemperatur der grossen Niederung von Mittelkarnten an Eine Luftschicht von ca 1400 m Machtigkeit ist warmer, als die unterste Bodenschicht und die hoheren daruberliegenden Schichten

Diese Temperaturzunahme mit der Hohe ist nicht etwa durch eine langere, intensivere Sonnenstrahlung in der Hohe zu erklaren, oder durch die haufigen Nebeldecken der Thaler, wie man glauben konnte Dagegen spricht schon der Umstand, dass morgens und abends, wenn die Sonne nicht scheint, die Temperaturzunahme grosser ist, als nachmittags, z B:

Temperaturdifferenz Berghaus Lolling — Klagenfurt Hohendifferenzen 660 m (Mittel von sechs Wintern)

Tageszeit	6 h morgens	2 h nachmittags	9 h abends	Mittel
Temperaturdifferenz	3 9°	2.3°	3 8°	3 3°
Temperaturzunahme pro 100 m	0 59	0 35	0 57	0 50

Um 6h morgens, wo die Sonne (im Winter) noch lange nicht aufgegangen, ist die Warmezunahme am grossten, 0 6° pro Hektometer, mittags am kleinsten, ein Beweis, dass die Erwärmung des Bodens doch unten am grossten ist (trotz haufigerer Nebeldecken)

Im Januar ist die mittlere Warmezunahme sogar 0 84, nachmittags dagegen bloss 0 64 Die Kalte unten ist also Kalte infolge der Warmeausstrahlung wahrend der langen Winternächte bei Luftruhe, die Warme oben eine Folge des Abfliessens der kalten Luft und Ersatz derselben durch Zufluss der warmeren Luft aus der Hohe und von der freien Atmosphare [1]) So erklart sich auch der scheinbar paradoxe Satz, je kalter es unten wird, desto warmer wird es oben, die absteigende Luftbewegung wird durch starkere Warmeausstrahlung unten und an den Berghangen befordert, und diese bringt dann oben um so warmere Luft

Die Zeit der langsten Winternacht, also Ende Dezember, ist die Zeit der grossten Warmezunahme mit der Hohe in den unteren Schichten, der langsamsten Warmeabnahme im Mittel aller

[1]) Ein schoner Beweis dafur ist die relativ grosse Lufttrockenheit zu Lolling am Abend und Morgen, ein Beweis, der aber erst später theoretisch gewurdigt werden kann

Stationen bis zu den grössten Höhen. Ich fand für das mittlere Datum der langsamsten Wärmezunahme mit der Höhe den 28. Dezember[1]) (0.33° pro Hektometer).

Den zeitlichen Verlauf der Erscheinung kann man den folgenden Temperaturmitteln für halbe Monate entnehmen:

Zeit		2.—16. Dez.	17.—31. Dez.	1.—15. Jan.	16.—30. Jan.	31. Jan. b. 14. Febr.
I	470 m	—2.4	—5.4	—5.7	—4.7	—2.7
II	790	—2.1*	—4.1*	—4.2*	—2.9*	—1.1*
III	1230	—2.3	—4.1*	—4.2*	—3.4	—2.6
IV	2040	—3.7	—4.3	—5.7	—5.7	—6.4
IV—I		—1.3	+1.1	0.0	—1.0	—3.8

In der zweiten Hälfte des Dezember reicht die warme Luftschicht am höchsten hinauf.[2])

Temperaturzunahme mit der Höhe an Küsten. In Gebieten sehr starker Seewinde an den Küsten eines kühlen Meeres, die landeinwärts in stark erwärmte Landflächen übergehen, tritt eine andere Form der Wärmezunahme mit der Höhe ein, die auf den Sommer oder überhaupt auf die wärmere Jahreszeit beschränkt ist, wo der Temperaturgegensatz zwischen Meer und Inland am grössten ist.

Der interessanteste Fall dieser Art ist an der Küste von Kalifornien zu finden, deren merkwürdiger jährlicher Wärmegang früher specieller beschrieben worden ist. Seit 1897 werden in der Nähe von San Francisco auf dem Mt. Tamalpais in 723 m Seehöhe (37° 56′ nördl. Br., 122° 36′ westl. L.) meteorologische Beobachtungen angestellt, die im Vergleich mit jenen im benachbarten San Francisco ganz merkwürdige Temperaturunterschiede ergeben haben.

Im Jahre 1898 (mehr Jahrgänge liegen noch nicht komplett vor) war San Francisco (49 m Seehöhe) nur von Oktober bis März inkl. wärmer als die 674 m höher liegende Station auf dem Mt. Tamalpais, im Sommerhalbjahr erheblich kühler. Die Temperatur nimmt an der kalifornischen Küste, im Gebiete des starken Seewindes, im Sommer mit der Höhe bis zu mindestens 700 m Höhe zu.

Der Temperaturunterschied zwischen San Francisco — Mt. Tamalpais (Höhendifferenz 674 m) betrug im Winterhalbjahr Oktober bis März +2.5°, von April bis September —1.9°, im Jahresmittel also +0.3.

Die Wärmeabnahme mit der Höhe von Dezember bis März ist 0.43°, die Wärmezunahme mit der Höhe von Juni bis September 0.41 pro 100 m.

Im Juni 1899 betrug die Wärmezunahme 6.3° oder 0.94 pro 100 m, ja wenn man bloss das Mittel der 24 Tage nimmt, wo die Temperatur oben höher war, ergiebt sich die Wärmezunahme zu 1.26° pro 100 m. Auch die Beobachtungen auf dem Mt. Hamilton und zu Point Reyes geben dasselbe.

Bei Regen und wolkigem oder kaltem Wetter ist die Temperatur unten höher als oben. Wenn es oben beträchtlich wärmer ist als unten, so tritt unten stets Nebel ein, der ja für die Sommerwitterung der kalifornischen Küste ebenso wie der heftige kalte Seewind charakteristisch ist.[3])

In überraschender Weise giebt sich die Wärmezunahme landeinwärts und mit der Höhe in folgenden Zahlen kund (korrespondierende Mittel von drei Jahren, Stationen der Central Pacific Railroad):

Ort	San Francisco	Sacramento	Colfax	Summit
Breite	37·6	38·6	39·1	39·3
Höhe in m	45	9	739	2139
Sommer	14·8	22·2	25·2	14·6
Winter	10·5	8·4	8·1	1·9

---

[1]) Das mittlere Datum der raschesten Wärmeabnahme fällt auf den 14. Mai mit 0.66° pro 100 m.

[2]) Näheres über diese Verhältnisse findet man in: Hann, Temperaturverhältnisse der österreichischen Alpenländer. III. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. XCII. Juniheft 1885. S. 89—105, und Zeitschrift des Deutschen und Österreichischen Alpenvereins. B. XVII. 1886. Mittlere Wärmeverteilung in den Ostalpen. S. 51 etc. Ferner: Hann, Die Erscheinung der Wärmezunahme mit der Höhe in den Wintermonaten. Zeitschrift f. Met. B. V. 1870. S. 513—521. Die erste Erklärung der Erscheinung habe ich gegeben in Zeitschrift f. Met. B. XI. 1876. S. 133 etc. Auffallende Beispiele für die Temperaturumkehrung mit der Höhe im Gebirge findet man in Met. Z. 1887. S. 184; 1888. S. 148; 1891. S. 273; Beobachtungen im Pinzgau, im Odenwalde. 1891. Litteraturbericht S. 20; 1892. S. 417; in Nordindien. 1891. S. 74 etc.

[3]) Hann, Handbuch der Klimatologie. B. III. S. 344.

Der höchste Punkt der Eisenbahn in 2140 m hat dieselbe Sommertemperatur wie die Küste, Colfax, 72 km landeinwärts von Sacramento, aber 700 m höher, ist um 10° wärmer als San Francisco

Diese eigentümliche vertikale Temperaturschichtung im Sommer, unten kalt, oben warm, tritt wohl an Küsten mit starken Seewinden mehrfach auf, aber wegen Mangel an Beobachtungen aus der Höhe ist sie bisher nur für die kalifornische Küste und chilenische Küste aus den Beobachtungen direkt nachgewiesen worden

II. Verteilung der Lufttemperatur in horizontaler Richtung an der Erdoberfläche.

Einleitung Die an der Erdoberfläche beobachteten Lufttemperaturen scheinen, selbst in der Form von Jahresmitteln, kaum irgend eine einfache Abhängigkeit von der geographischen Breite zu haben. Selbst wenn man dieselben mit Hilfe der aus den Beobachtungen sich ergebenden durchschnittlichen Wärmeabnahme mit der Höhe auf das gleiche Niveau (das Meeresniveau) reduziert, und damit den auf kleinere Entfernungen hin am meisten störenden Faktor, die ungleiche Seehöhe, eliminiert, bleiben auch dann noch unter gleichen Breiten sehr grosse Temperaturunterschiede bestehen Dieselben stellen sich wohl alsbald in erster Linie als eine Folge der Lage eines Ortes an einer Küste, oder im Innern des Landes dar, aber auch Küstenorte gleicher Breite zeigen immer noch Temperaturunterschiede, und desgleichen auch die Landstationen Es ergiebt sich bei genügender Betrachtung einer Tabelle der beobachteten Mitteltemperaturen bald, dass die Wärmeverhältnisse eines Ortes unverständlich bleiben, wenn man nicht die Position des Ortes auf einer Erdkarte in allen ihren Beziehungen dabei zu Rate zieht. Man wird so von selbst dazu gedrängt, die Temperaturen an den zugehörigen Erdstellen auf einer Karte einzutragen und derart ihre geographische und gegenseitige Abhängigkeit sich klarer zu machen Der nächste Schritt ergiebt sich dann von selbst, man wird versuchen, die Orte gleicher Temperatur (eines bestimmten Jahresabschnittes, aber des ganzen Jahres) durch Linien zu verbinden, damit sich herausstelle, was sie geographisch Gemeinsames haben mögen, in welcher Weise eine bestimmte Erdstelle auf die Temperatur einwirkt. So werden wir zur Konstruktion von Linien gleicher Temperatur, von Isothermen, gedrängt, einer graphischen Darstellung der Wärmeverteilung auf der Erdoberfläche, welche zuerst Alexander v Humboldt[1]) angewendet, und die sich als äusserst fruchtbar für die Ableitung der einfachsten Gesetze der Temperaturverteilung an der Erdoberfläche erwiesen hat

Humboldt hat im Jahre 1817 die „Jahresisothermen" der Temperatur gezeichnet, nachdem Halley schon 1701 Linien gleicher magnetischer Deklination publiziert hatte Er setzte so zuerst das graphische Verfahren der Darstellung der Temperaturverteilung auf der Erdoberfläche an die Stelle der mathematischen Formeln, mittelst welcher man sich bis dahin mit dem Problem abfinden

---

[1]) A v Humboldt standen 1817 nur die Mitteltemperaturen von ca 58 Orten auf der Erde zur Verfügung, Mahlmann konnte Humboldts „Asie centrale" schon die Temperatur von 310 Orten, in der deutschen Ausgabe (1849), III Teil, von 422 Orten (Jahr, Jahreszeiten, extreme Monate) beigeben Die Temperaturtabelle von Dove in Humboldts „Kleineren Schriften" (1853) enthält 506 Stationen, seine Temperaturtafeln (1846) deren 900 Die zweite Auflage der Monatsisothermen basiert schon auf den Temperaturmitteln von ca 1100 Stationen, die Monats und Jahresisothermen in Polarprojektion (1864) auf über 2000 Temperaturstationen (Tabelle in den Klimatologischen Beiträgen II Teil) Da aber der Zuwachs an Temperaturstationen zumeist schon früher thermisch bekannte Teile der Erde betrifft (Europa, Nordamerika, Russland etc), so entspricht derselbe durchaus nicht einer proportionalen Zunahme der Kenntnis der Wärmeverteilung auf der Erde Selbst jetzt noch ist die Verteilung der Beobachtungsstationen über die Erde eine sehr ungünstige Siehe R Scott, Quarterly Journ R Met Soc Vol XI 1885. S 139, 317 Plate 1 Mit Tabelle aller meteorolog Stationen im Jahre 1884 und deren geographischen Koordinaten

zu müssen glaubte. Eine Kopie der ersten Isothermenkarte findet man in G. Hellmanns Neudrucken von Schriften und Karten über Meteorologie und Erdmagnetismus (Nr. 8. Berlin 1897), den Text zu dieser Karte in Humboldts „Kleinere Schriften", I. B., 1893, wo auch die allgemeinsten Gesetze der Temperaturverteilung erörtert werden. Ferner bei W. Meinardus: Die Entwickelung der Karten der Jahresisothermen von A. v. Humboldt bis auf H. W. Dove. Mit Karten. (Humboldt-Centenarschrift. Gesellschaft für Erdkunde zu Berlin. 1899.)

Die „ersten Monatsisothermen" hat H. W. Dove veröffentlicht, zuerst für Januar und Juli (Berlin 1848), dann für alle 12 Monate, in zweiter Auflage in dem noch jetzt wichtigen Hauptwerke: Die Verbreitung der Wärme auf der Oberfläche der Erde, erläutert durch Isothermen, thermische Isanomalen und Temperaturkurven. Berlin 1852. Die Fortschritte der Kenntnisse über die Temperatur der arktischen Gegenden durch die Expeditionen zur Aufsuchung Franklins gaben Veranlassung zu den zwei Karten der „Verbreitung der Wärme in der nördlichen Hemisphäre innerhalb des 40. Breitegrades" (1855) und schliesslich zu der grösseren Publikation: Die Monats- und Jahresisothermen in der Polarprojektion, nebst Darstellung ungewöhnlicher Winter durch Isametralen. 20 Karten in Querfolio mit Text. Berlin 1864.

Der Atlas zum Lehrbuch der Meteorologie von E. E. Schmidt enthält eine Reproduktion der Doveschen Monatsisothermen, in R.-Graden, wie alle Doveschen Karten.

Von neueren Isothermenkarten sind namhaft zu machen:

Hann, Atlas der Meteorologie (Januar, Juli und Jahr in C.-Graden). Gotha 1887. — Challenger Report. Physics and Chemistry II.: Buchan, Atmospheric Circulation. Monats- und Jahresisothermen in der Polar- und Äquatorialprojektion (in Fahrenheit-Graden). 1889.

Für grössere Teile der Erde: Osteuropa und Nordasien: Wild, Atlas zu „Temperaturverhältnisse des Russischen Reiches." Petersburg 1881. — Rykatchew, Atlas Climatologique de l'Empire de Russie. St. Petersburg 1900. — Isothermen für Nordamerika im Report of the Chief Weather Bureau. 1896/97. (F.-Grade.) — Atlas of Meteorology von A. Buchan, Bartholomew Phys. Atlas. Vol. III. Edinburg 1899.

1. Die Isothermen stellen die Temperaturverteilung auf der Erde so dar, wie wenn alle Orte, nach deren Temperaturaufzeichnungen sie entworfen worden sind, im Meeresniveau liegen würden. Die Temperaturmittel müssen daher, bevor man sie auf der Karte einträgt, auf das Meeresniveau reduziert werden, wozu die früher angeführten Erfahrungen über die Wärmeabnahme mit der Höhe benützt werden.

Es empfiehlt sich aus theoretischen und praktischen Gründen, hierbei eine gleichmässige Wärmeabnahme von 0·5° C. für je 100 m (1·1° F. pro 400 engl. Fuss) für alle Orte und alle Jahreszeiten anzuwenden; aber alle hochgelegenen Orte, namentlich jene auf steileren Erhebungen, von der Verwendung auszuschliessen.[1] Jene Teile der Erdoberfläche, wo die Wärmeabnahme mit der Höhe rascher erfolgt, erscheinen dann allerdings kälter, und umgekehrt, die Orte mit langsamer Wärmeabnahme wärmer. Aber das ist nur ein Vorteil, indem diese Temperaturanomalien dann auch auf der Karte zur Darstellung kommen. Es ist auch fast unmöglich und führt zu Willkürlichkeiten, auf Isothermenkarten der Erde eine örtlich und zeitlich wechselnde Skala der Wärmeabnahme mit der Höhe in Anwendung zu bringen. Die gleichmässige Skala hat zudem den grossen praktischen Vorteil, dass man der Karte selbst jederzeit die Temperatur irgend eines Punktes in gegebener Seehöhe bequem entnehmen kann. Will man z. B. für einen Ort von 460 m Seehöhe die Jahres- oder eine Monatstemperatur der Karte entnehmen, so sucht man auf derselben seine Isotherme im Meeresniveau und vermindert die entsprechende Temperatur um 2·3° (um die Hälfte der Seehöhe in Hektometern).

Isothermenkarten, die nach den beobachteten Temperaturen der Orte verschiedener Seehöhe gezeichnet werden, haben weder einen wissenschaftlichen, noch einen praktischen Wert, da die Unebenheiten der Erdoberfläche auf kleine Entfernungen hin so grosse und wechselnde Temperaturunterschiede bewirken, dass dieselben nicht zur Darstellung kommen können, eine beiläufige Berücksichtigung derselben aber ganz der Willkür des Zeichners überlassen bleibt, also weder

---

[1]) Hann, Zur Konstruktion der Isothermen. Pet. Geogr. Mitteilungen. 1888. S. 54 und Vorbemerkungen zum Atlas der Meteorologie, Einleitung.

wissenschaftlich noch praktisch verwendet werden kann [1]) Auf Specialkarten aber, wo eine genauere Darstellung möglich wäre, fallen die Isothermen der realen Temperatur fast vollständig mit den Linien gleicher Seehöhe, den Isohypsen zusammen Es entsteht eine Art Höhenschichtenkarte [2])

Wenn wir aber auch Isothermen im Meeresniveau zeichnen, so dürfen wir doch nicht glauben, dass auf denselben die Wirkung der orographischen Verhältnisse der Erdoberfläche in der That eliminiert erscheinen, durchaus nicht Wo hinter einem Gebirgszuge besondere Eigentümlichkeiten der Temperatur (z B grosse Winterkälte, hohe Sommerwärme) begünstigt werden, erscheint dies auch auf der Isothermenkarte, wie dies namentlich die Karten der Januar- und der Juli-Isothermen erkennen lassen (Man vergleiche die beigegebenen Karten)

Die wichtigsten allgemeinen Sätze über die Wärmeverteilung auf der Erdoberfläche, die wir aus den beigegebenen Isothermenkarten ableiten können, sind

1 Januar-Isothermen (Wintermitte der nördlichen, Sommermitte der südlichen Hemisphäre) Die Isothermen verlaufen namentlich in den höheren Breiten keineswegs parallel mit den Breitekreisen In mittleren und höheren Breiten der nördlichen Hemisphäre senken sie sich über den Kontinenten gegen die niedrigeren Breiten, sie steigen polwärts an über den Ozeanen, namentlich an den Westküsten, wo sie ihre konvexen Scheitelpunkte erreichen An der Westküste von Europa und im Innern von Ostasien finden wir die Extreme dieses Verhältnisses Die Kontinente sind demnach im Winter kalte, die Ozeane warme Teile der Erdoberfläche Je niedriger die Breite, desto kleiner werden die Abweichungen des Verlaufes der Isothermen von den Breitegraden, die Wärmeverteilung längs der Breitegrade über Ozean und Kontinent wird gleichmässiger, die Temperaturunterschiede zwischen fester und flüssiger Erdoberfläche nehmen ab

In der südlichen Hemisphäre, die Sommer hat, sehen wir Systeme geschlossener Isothermen, Wärmeinseln über den Kontinenten Die Kontinente sind im Sommer wärmer als die Ozeane An der Westküste von Südafrika und von Südamerika steigen die Isothermen auffallend gegen den Äquator hin an, diese Westküsten sind also zu kalt

2 Juli-Isothermen (Wintermitte der südlichen, Sommermitte der nördlichen Hemisphäre) Die Anzahl der Isothermen, also der Temperaturunterschied zwischen niedrigen und höheren Breiten ist auf der nördlichen Halbkugel auffallend kleiner geworden Die Linien gleicher Wärme erreichen nun über den Kontinenten ihre konvexen Scheitel, die Luft über den Kontinenten ist jetzt wärmer, als die Luft über den Meeren Auf den Kontinenten bemerken wir in Breiten zwischen 15° und 40° nördl Br in sich geschlossene Systeme von Isothermen, welche Wärmeinseln darstellen, Centren der grössten Erhitzung, wie vorhin im Sommer der südlichen Halbkugel

Auf der südlichen Halbkugel, die Winter hat, bemerkt man trotzdem keine grossen Krümmungen der Isothermen, wobei allerdings zu beachten ist, dass die Kontinente der Südhalbkugel schon unter 35° und 50° nördl Br enden Die Isothermen zeigen aber doch eine geringe Temperaturdifferenz zu Gunsten der Luft über den Ozeanen, die grössten Krümmungen haben dieselben noch immer an den subtropischen und tropischen Westküsten von Afrika und Südamerika, die also auch jetzt noch zu kalt sind

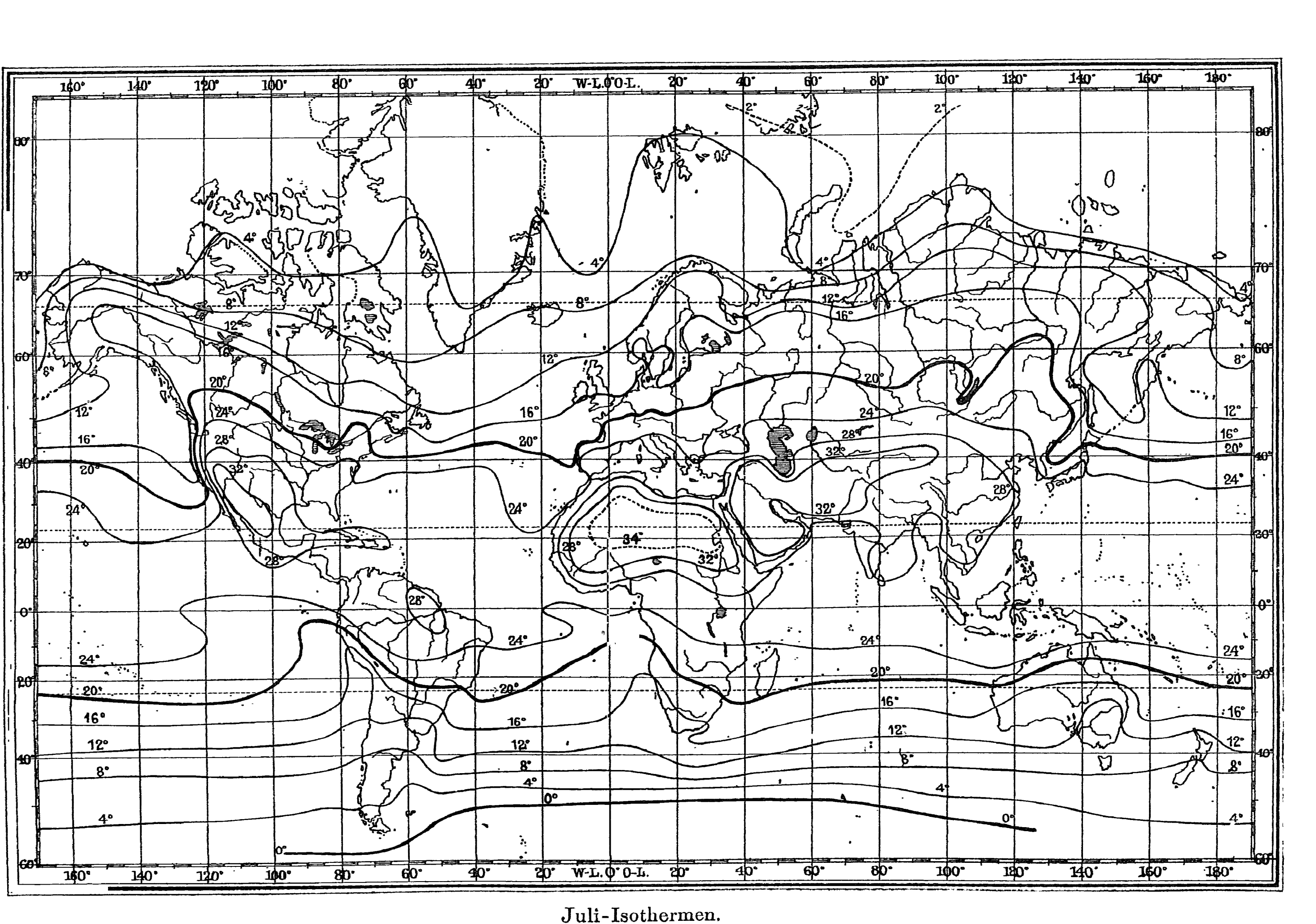
Auf der nördlichen Halbkugel sind in höheren und mittleren Breiten die Lageänderungen der Isothermen vom Januar zum Juli ausserordentlich gross, auf der südlichen Halbkugel in mittleren Breiten unbedeutend

Grösste Temperaturunterschiede zwischen Äquator und hohen Breiten A Januar, Nordhalbkugel Maximum im Innern Afrikas 30° (mittlere Temperatur am Äquator 26°), Minimum in Ostasien unter dem Polarkreis ca — 50°, Nordgrönland — 40°, Differenz 70—80° Südhalbkugel Maximum etwa 34°, Minimum unbekannt B Juli, Nordhalbkugel Maximum in Nordafrika und Vorderasien, Nordindien ca 35°, Minimum im europäisch-asiatischen Eismeer 0°, Unterschied 35, nur halb so gross wie im Januar Südhalbkugel Maximum 26—28° am Äquator, Minimum unbekannt Das Temperaturgefälle vom Äquator zum Pol steigert sich demnach auf der Nordhalbkugel vom Juli zum Januar auf den doppelten Betrag

---

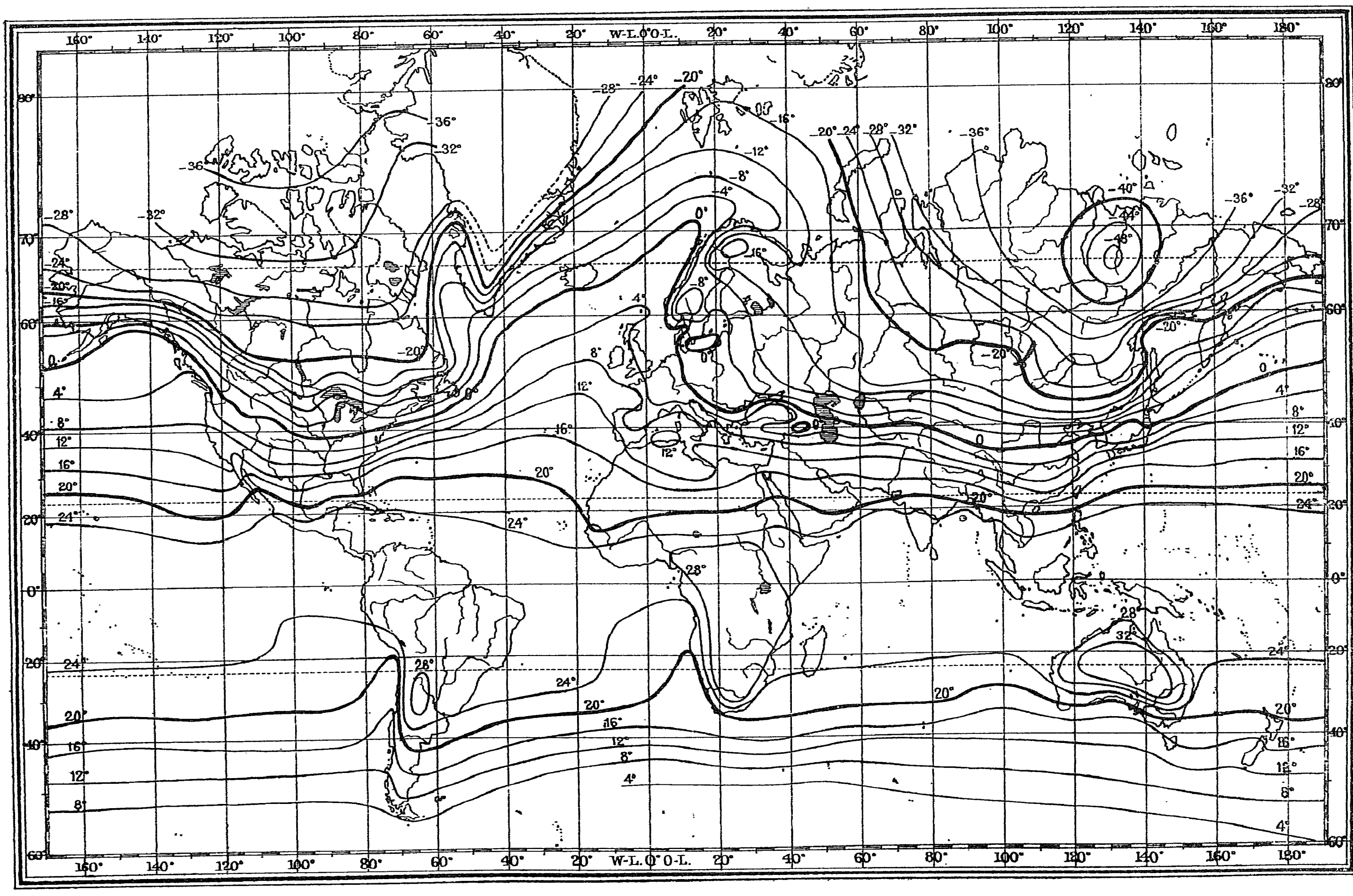
[1]) Das Gesagte bezieht sich auf Linien gleicher Temperatur, nicht aber auf übersichtliche schematische Darstellungen von allgemeinen Wärmeverhältnissen, Wärmegürteln oder Zonen nach gewissen Temperaturintervallen oder Andauer bestimmter Temperaturgruppen etc , wie z B H Köppen, Wärmegürtel der Erde nach Dauer der heissen, gemässigten und kalten Zeit Deutsche Met Z 1884 Tafel 4 Supan, Dauer der Hauptwärmeperioden in Europa (Pet Geogr Mitteilungen 1887 Tafel X)

[2]) Da die Temperatur nahezu um 0 6° pro 100 m oder um 6° pro km abnimmt, dagegen durchschnittlich in mittleren Breiten (zwischen 30 und 60° nördl Br) um 0 64 pro Breitegrad, also ca 0 006° pro Kilometer, so erfolgt die Abnahme der Wärme in vertikaler Richtung etwas mehr als tausendmal rascher, als in horizontaler Richtung Dies gestattet keine gleichzeitige Darstellung der vertikalen und horizontalen Temperaturverteilung

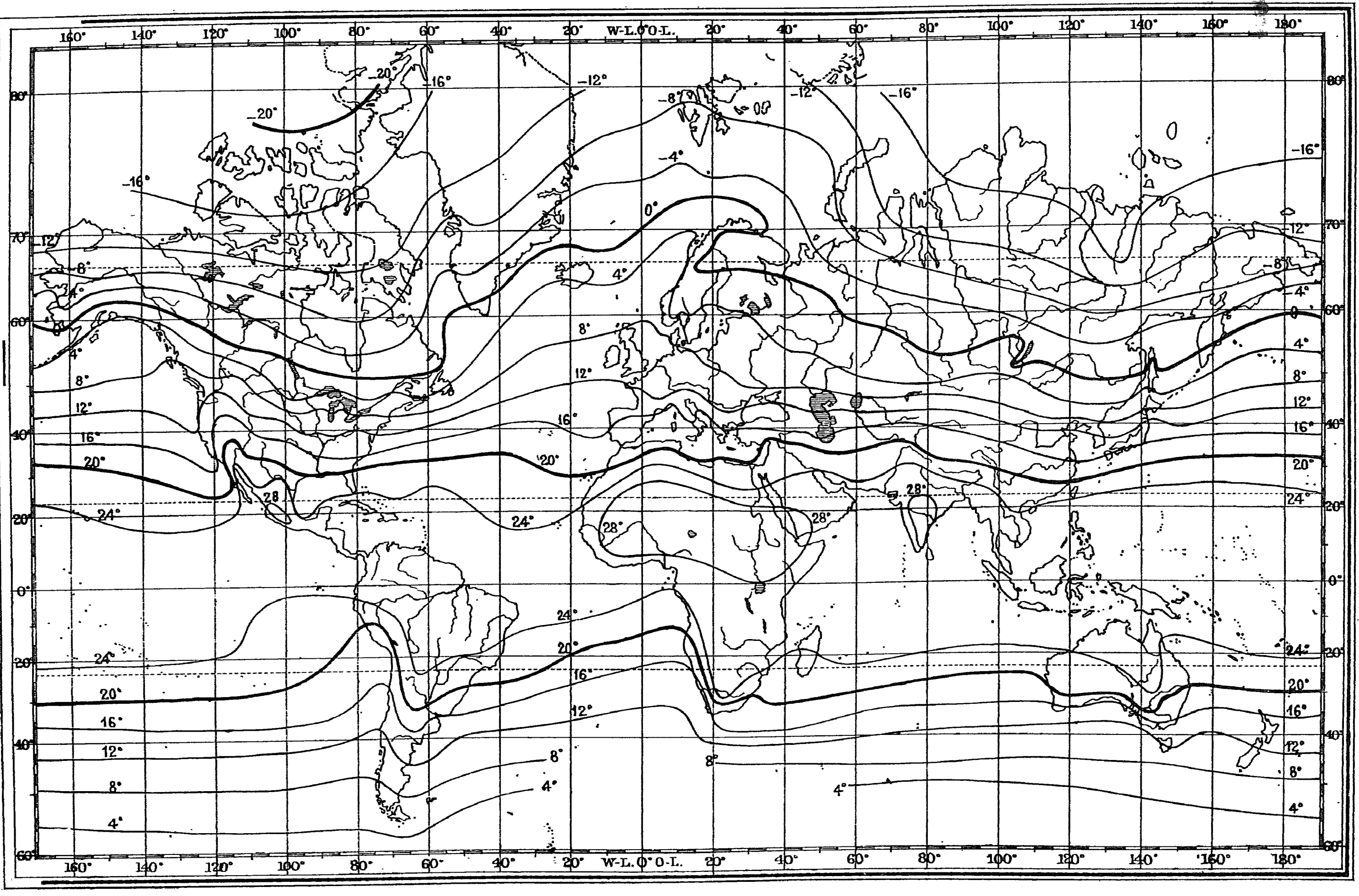


Juli-Isothermen.





Januar-Isothermen.



Jahres-Isothermen.



Grösste Temperaturunterschiede unter gleichen Breiten. Januar, Nordhalbkugel. Polarkreis: ostasiatischer Kältepol mit —50° und Westküste von Norwegen 2°, Unterschied 52° unter gleicher Breite. Verlauf der Januar-Isotherme von 0°. Dieselbe steigt etwas westlich von den Küsten von Norwegen bis zu 71° nördl. Br. hinauf, senkt sich dann fast genau von Nord nach Süd verlaufend bis zum Bodensee, geht nach SE, erreicht in der Balkanhalbinsel nahe 42° nördl. Br., im Innern und an der Küste von E-Asien sogar 33—34°. In Amerika treffen wir sie an der Westküste bei 58° nördl. Br., im Innern bei 38°, an der Ostküste bei 40½°.

Die Januar-Isotherme von —20° überschreitet im europäischen Eismeere den 80. Breitegrad und senkt sich in Ostasien bis gegen 44° (Breite von Genua) hinab.

Im Juli sind in höheren Breiten die Temperaturunterschiede unter gleichen Breiten gering, zu den grössten gehört der Temperaturunterschied zwischen den Küsten des Ochotskischen Meeres und dem Innern von Ostasien unter 55° nördl. Br. ca., 6—8°. In mittleren und niedrigen Breiten sind die Temperaturdifferenzen zwischen dem Innern von Nordafrika mit etwa 36° und der Westküste mit 24—25°, sowie zwischen dem Innern von Kalifornien mit 34° und den Küsten mit 16° (unter ca. 35° nördl. Br.) die grössten.

Auf der südlichen Halbkugel finden sich überhaupt keine grösseren Temperaturunterschiede unter gleicher Breite, am grössten sind noch jene an der Westküste von Südafrika und Südamerika.

3. Die Jahresisothermen (in mittleren und höheren Breiten einigermassen den Isothermen des Frühlings und des Herbstes entsprechend). Der Verlauf der isothermen Linien ist in den mittleren und höheren Breiten der Nordhalbkugel ein stark abgeschwächtes Abbild des Verlaufes der Januar-Isothermen. Der Winter giebt in diesen Breiten dem ganzen Jahr sein Gepräge. In niedrigeren Breiten verhält es sich umgekehrt, wir finden hier mehr den Julitypus (auf der südlichen Halbkugel den des Januar) wieder.

Wir können somit den allgemeinen Satz ableiten:

In höheren Breiten, wo die Wintertemperatur den Charakter der Jahrestemperatur bedingt, ist die Luft über den Kontinenten auch im Jahresmittel kälter, als über den Ozeanen, die Kontinente erniedrigen die Mitteltemperatur. In niedrigeren Breiten, wo die Sommerwärme ausschlaggebend für die Mitteltemperatur wird, ist die Luft über der festen Erdoberfläche wärmer, als über der flüssigen; die Kontinente erhöhen die Jahrestemperatur. Der Übergang, wo Kontinent und Meer im Jahresmittel gleich warm sind, findet etwa unter dem 40. Grad oder etwas äquatorwärts davon statt.

Die Regionen grösster Kälte im Jahresmittel sind Ostasien unter dem Polarkreis (—17°) und Nordgrönland unter 81° (mit —20°), das Innere von Nordafrika hat dagegen eine Mitteltemperatur von ca. 30°, die grösste Temperaturdifferenz zwischen Nord und Süd auf der nördlichen Hemisphäre erreicht demnach im Jahresmittel 50°.

Die höchste Temperatur für eine gegebene Breite findet man nördlich von 40° Breite an den Westküsten von Europa und Amerika, die niedrigste im Innern von Ostasien und an den Ostküsten von Asien und Nordamerika.

Innerhalb der Tropen haben das östliche Vorderindien und die centralen Teile von Afrika die höchste Temperatur für eine gegebene Breite.

Das sind einige der wichtigsten allgemeinen Thatsachen der Wärmeverteilung an der Erdoberfläche, welche sich den Isothermenkarten entnehmen lassen.

2. Mittlere Temperatur der Breitegrade. Dove ist auf Grund seiner Isothermenkarten zu einer wichtigen Verallgemeinerung oder Abstraktion in Bezug auf die Temperaturverteilung an der Erdoberfläche vorgeschritten, welche sich auch als fruchtbar für die Theorie erwiesen hat. Er hat die mittleren Temperaturen der Breitegrade aufgesucht; die normale Temperatur jedes 10. Parallelkreises. Der Vorgang, der dazu führt, ist einfach. Die Isothermenkarten gestatten für äquidistante Punkte eines jeden Parallelkreises, also z. B. für die Durchschnittspunkte derselben mit jedem 10. Längegrade, die demselben entsprechende Temperatur zu bestimmen. Man hat dann 36 Temperaturen auf jedem Parallel, das Mittel ist die mittlere oder „normale Temperatur" des Parallels. Die Bezeichnung normale

Temperatur hat nur die Bedeutung einer durchschnittlichen Temperatur, aber keinerlei theoretische Bedeutung.

Diese mittleren Temperaturen gaben Dove nicht bloss Anregung zur Ableitung interessanter Schlüsse über gewisse allgemeine Besonderheiten der Wärmeverteilung an der Erdoberfläche, sie gestatteten ihm auch präcis die Frage zu beantworten, welche Teile derselben relativ zu warm, welche zu kalt sind, insbesondere aber auch ein Mass für diese thermischen Anomalien aufzustellen zu können. Die „thermische Anomalie" eines Ortes ist die Abweichung seiner Temperatur von der mittleren Temperatur seines Parallelkreises. Suchen wir diese Grösse für viele Orte auf, so werden wir wieder von selbst zu einer graphischen Darstellung derselben geführt. Es liegt ja nahe, Linien gleicher thermischer Anomalie zu konstruieren, diese Linien hat Dove thermische Isanomalen genannt. Das früher citierte wichtige Hauptwerk Doves „Die Verbreitung der Wärme auf der Oberfläche der Erde" enthält alle bezügl. Ergebnisse seiner Untersuchungen: die mittleren Temperaturen der Parallelkreise für jeden Monat und das Jahr, eine darauf gegründete „Wärmestatistik" der Erde, und die thermischen Isanomalen für die Monate und das Jahr.

Seit dem Erscheinen dieses Werkes (1852) haben sich aber die meteorologischen Beobachtungsnetze und die Beobachtungen überhaupt über grosse Teile der Erde (namentlich im Innern von Asien, sowie auf der südlichen Halbkugel) ausgebreitet, von denen Dove noch keine Temperaturbestimmungen zugänglich waren. Von der südlichen Halbkugel waren damals (vor 1852) Temperaturbeobachtungen nur sehr spärlich und ungenügend vorhanden, und kaum über 40° südl. Br. hinaus.

Eine Neuberechnung der mittleren Temperatur der Breitegrade und neue Konstruktion der Isanomalen wurde daher sehr wünschenswert. Spitaler und Batchelder haben sich dieser Aufgabe unterzogen, allerdings nur für die extremen Monate und das Jahr, für die übrigen Monate bleibt man noch auf die Doveschen Zahlen angewiesen.[1])

Diese neuen Mitteltemperaturen der Breitekreise findet man in reducierter Form in der folgenden Tabelle. Die ersten beiden Kolumnen enthalten die Angabe über die relative Landbedeckung des betreffenden Parallels, a) direkt nach den Messungen, b) etwas ausgeglichen gegen die Nachbarparallelgrade. Da die mittlere Temperatur eines Parallelgrades in hohem Masse davon abhängt, ob er mehr oder weniger Landflächen enthält, ist diese Beigabe zum besseren Verständnis der Mitteltemperaturen selbst von wesentlicher Bedeutung.

Die Fig. 15 (S. 144) giebt eine graphische Darstellung der mittleren Temperaturen der Breitegrade in den extremen Monaten und im Durchschnitt des Jahres. Diese Figur bringt auch die Zunahme der Jahresschwankung der Temperatur (Abstand der Linien für die Januar- und Julitemperatur) mit der Breite und den Unterschied derselben auf der Nord- und Südhalbkugel unmittelbar vor die Augen. Sie

---

[1]) R. Spitaler, Die Wärmeverteilung auf der Erdoberfläche. Denkschriften der Wiener Akad. B. LI. 1885. Auf Grund meiner Isothermenkarten in Berghaus' neuen physikalischen Atlas. Gotha. Spitaler, Die Temperaturanomalien auf der Erdoberfläche. Pet. Geogr. Mitteilungen 1887. Tafel 20, für das Jahr, 1889 Tafel 17 u. 18, für Januar und Juli. Batchelder, A new Series of isanomalous temperatur charts. American Met. Journal. March 1894, auf Grund von Buchans neuen Isothermenkarten (F.-Grade). Ferner L. Teisserenc de Bort, Etude sur la distribution relative des temperatures et des pressions moyennes. Annales du Bureau Central Mét. Année 1878. I. Paris 1879. H. Wild, Temperaturverhältnisse des Russischen Reiches. Atlas dazu. Petersburg 1880. Isothermen der zwölf Monate und des Jahres und Isanomalen für Januar, April, Juli, Oktober und das Jahr für Europa und Asien bis zu 30° nördl. Br. hinab. In neuester Darstellung in dem oben citierten grossen „Klimatologischen Atlas des Russischen Reiches" von Rykatchew. Petersburg 1900.

zeigt ferner auch das Temperaturgefälle vom Äquator zum Pol und dessen jahreszeitliche Änderung.

Mittlere Temperaturen der Breitegrade.

Breite	Landbedeckung in Prozent a	Landbedeckung in Prozent b	Mittlere Jahrestemperatur Spitaler	Mittlere Jahrestemperatur Batchelder	Januar-Mittel Spitaler und Batchelder	Juli-Mittel Spitaler und Batchelder	Differenz	Landbedeckg. nach Forbes	Breite
N.-P.	—	—	—20·0	—20·0	(—38·0)	(0·0)	38·0	—	N.-P.
80	22	24	—16·5	—16·9	—33·5	1·8	35·3	—	80
70	55	54	— 9·9	—10·2	—26·0	7·0	33·0	0·40	70
60	61	64	— 0·8	— 1·2	—15·8	14·0	29·8	0·52	60
50	56	·55	5·8	5·8	— 7·0	18·1	25·1	0·53	50
40	46	47	14·0	13·9	4·9	24·0	19·1	0·47	40
30	43	42	20·3	20·2	14·6	27·3	12·7	0·40	30
20	33	32	25·6	24·9	21·9	28·3	6·4	0·32	20
10	24	24	26·4	27·1	25·8	26·9	1·1	0·25	10
Äqu.	22	23	25·9	26·6	26·4	25·6	0·8	0·22	Äqu.
10	20	23	25·0	25·7	26·3	23·9	2·4	0·21	10
20	24	23	22·7	23·3	25·4	20·9	5·4	0·20	20
30	20	18	18·5	18·3	21·8	14·6	7·2	0·16	30
40	4	5	11·8	12·2	15·6	9·0	6·6	0·09	40
50	2	2	5·9	5·3	8·3	2·9	5·4	—	50
60	0	1	0·2	—1·1	1·6	(—3·8)	—	—	60

Auf Grund dieser Tabelle können wir folgende allgemeine Thatsachen feststellen [1]):

Der wärmste Parallelkreis ist nicht der Äquator, sondern der 10. Grad nördl. Br., derselbe ist um 0·5° wärmer als der Äquator. Nur im Januar ist der Äquator der wärmste Parallelkreis, im Juli dagegen liegt der Gürtel grösster Wärme etwas nördlich von 20°. Der „thermische Äquator“ bleibt das ganze Jahr auf der nördlichen Halbkugel.

Die Wärmeabnahme mit der geographischen Breite erfolgt anfangs langsam, dann rascher bis zum 70. Grad, von da an wird sie gegen den Pol hin wieder geringer; auf der südlichen Halbkugel ist die Wärmeabnahme mit der Breite etwas langsamer.

Temperaturabnahme mit der Breite (für je 10 Grade).

	80—90	70—80	60—70	50—60	40—50	30—40	20—30	10—20	Äq.—10 N.
Nord	3.3	6.7	**9.0**	6.7	6.3	6.2	5.0	1.5	—0.5
Süd	—	—	—	—	5.4	**6.4**	4.6	2.3	0.9

---

1) Wegen ihrer vielfachen Verwendbarkeit mögen noch die von Spitaler gefundenen Mitteltemperaturen der Parallelkreise von 5 zu 5 Grad hier angeführt werden:

Breite	Nördliche Halbkugel Jahr	Nördliche Halbkugel Januar	Nördliche Halbkugel Juli	Südliche Halbkugel Jahr	Südliche Halbkugel Januar	Südliche Halbkugel Juli
Äqu.	25.9	26.2	25.5	25.9	26.2	25.5
5	26.1	26.2	26.1	25.5	26.1	24.9
10	26.4	25.7	26.7	25.0	25.9	24.0
15	26 3	23.9	27.9	24.2	25.7	22.6
20	25.6	21.7	28.1	22.7	25.5	20.5
25	23.7	18.4	28.0	20.9	24.7	18.1
30	20.3	13.9	27.4	18.5	22.9	15.3
35	17.1	8.8	25.8	15.2	19.3	12.4
40	14.0	3 9	23.8	11.8	16.1	9.7

Breite	Nördliche Halbkugel Jahr	Nördliche Halbkugel Januar	Nördliche Halbkugel Juli	Südliche Halbkugel Jahr	Südliche Halbkugel Januar	Südliche Halbkugel Juli
45	9.6	— 2.3	20.8	8.9	12.5	6.7
50	5.6	— 7.2	18.1	5.9	8.1	3.2
55	2.3	—10.9	15.7	3.2	4.6	—0.6
60	— 0.8	—16.0	14.1	—	—	—
65	— 4.3	—22.5	12.2	—	—	—
70	— 9.9	—25.5	7.3	—	—	—
75	—13.3	—29.1	4.0	—	—	—
80	—16.5	—32.0	(2.0)	—	—	—
Pol	—20.0	—36 0	(0.0)	—	—	—

Die nördliche Hemisphäre ist bis über den 45 Breitegrad hinaus wärmer als die südliche, in höheren Breiten macht sich das Seeklima der südlichen Hemisphäre geltend und sie wird wärmer als die nördliche

Vergleich der Mitteltemperatur beider Hemisphären (nach Spitaler)

Breite	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60
Nord—Süd	0.6	1.4	2.1	2.9	2.8	1.8	1.9	2.2	0.7	—0.3	—0.9	—1.0

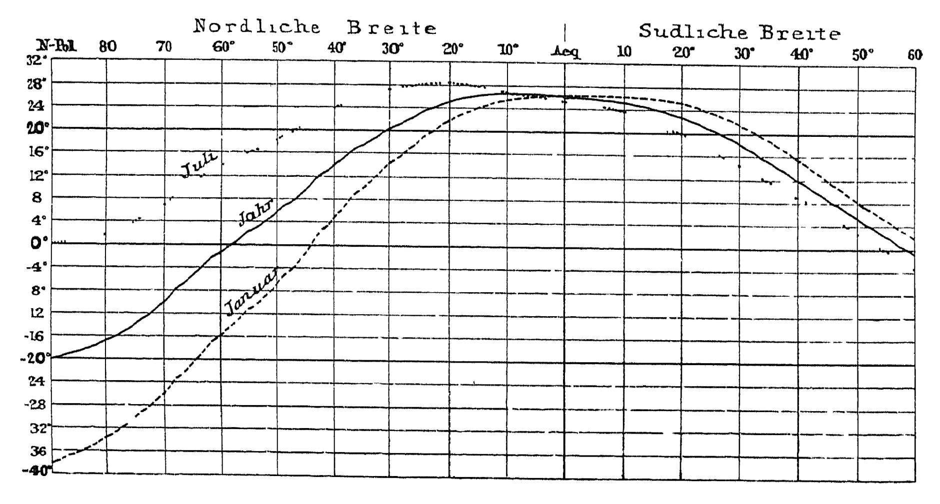
Da der Flächeninhalt der Halbkugeln bis 45° grösser ist als der Rest, so können wir schon jetzt schliessen, dass die südliche Halbkugel etwas kühler ist als die nördliche, wenn auch nicht so bedeutend, als man früher angenommen hat

Die Jahresschwankung der Temperatur nimmt mit der Breite zu, auf der nördlichen Halbkugel bis zum Pol hin Sie ist auf der südlichen Halbkugel viel kleiner als auf der nördlichen, und beträgt unter 40 und 50° etwa nur ein Drittel und ein Viertel von jener auf der nördlichen Die südliche Halbkugel hat in ihrer Gesamtheit, soweit wir sie kennen, ein ozeanisches Klima

Jährliche Periode der Temperaturabnahme mit der Breite auf der nördlichen Halbkugel nach Dove (C-Grade)

	Jan	Febr	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept	Okt	Nov	Dez	Jahr
Äquator—30°	12	11	9	7	3	1	0	—1	1	3	8	11	5.5
30—60°	31	29	26	22	18	14	12	16	18	22	27	29	22.7
60°—Pol	17	16	17	16	15	13	14	14	15	18	16	14	15.5
Äquator—70°	51	46	45	38	29	23	19	20	25	35	44	48	35.4

Fig 15



Mittlere Temperatur der Breitegrade

Der Temperaturunterschied zwischen Pol und Äquator, das Temperaturgefälle vom Äquator gegen die höheren Breiten, spielt eine grosse Rolle bei der allgemeinen Cirkulation der Atmosphäre Die vorstehenden Zahlen haben deshalb eine grössere Bedeutung für alle atmosphärischen Vorgänge Im Juli und August ist das Temperaturgefälle vom Äquator zum Pol auf der nördlichen Halbkugel $25\frac{1}{2}°$, im Dezember und Januar dagegen 62°

Auf der südlichen Hemisphäre ist die Wärmeabnahme vom Äquator bis zum 60 Breitegrad im Sommer (Januar) 24.8°, im Winter (Juli) 29.4°, der Unterschied demnach unbedeutend; das Temperaturgefälle ändert sich auf der südlichen Halbkugel nur wenig vom Januar zum Juli, das muss einen gleichmässigeren Witterungsverlauf zur Folge haben, als jenen auf der nördlichen Halb-

kugel. Die Energie der atmosphärischen Cirkulation zwischen Äquator und höheren Breiten unterliegt hier nur einer geringen Änderung im Jahreslaufe.[1])

Mittlere Temperatur der beiden Halbkugeln und der ganzen Erde im Januar und im Juli. Dove hat die merkwürdige Thatsache festgestellt, dass die mittlere Temperatur der ganzen Erde im Laufe des Jahres nicht gleich bleibt, sondern im Sommer der nördlichen Hemisphäre höher ist als im Winter derselben. Spitaler findet folgende Mitteltemperaturen für die beiden Halbkugeln:

	Januar	Juli	Mittel	Jahresschwankg.
Nördliche Halbkugel	8·0	22·5	15·2	14·5
Südliche Halbkugel	17·5	12·4	14·9	5·1
Ganze Erde	12·7	17·4	15·0	4·7

Die mittlere Temperatur der ganzen Erde steigt vom Januar zum Juli um 4·7° (das Resultat gilt allerdings zunächst nur für die untersten Luftschichten unmittelbar über der Erdoberfläche). Die nördliche Halbkugel ist zur Zeit ihrer Wintermitte nur nahe $4^1/_2$° kälter, als die südliche (Juli), dagegen ist ihr Sommer um 5° wärmer als jener der südlichen Halbkugel. Die nördliche Hemisphäre mit 40 Proz. Landbedeckung hat ein extremes mehr kontinentales Klima (Jahresschwankung 14·5°), die südliche mit bloss 13 Proz. Land ein gemässigtes ozeanisches Klima (Jahresschwankung 5·1°).

Da der kalte Winter der nördlichen Halbkugel mit dem kühlen Sommer der südlichen zeitlich zusammenfällt, so ist es verständlich, dass die Temperatur der ganzen Erde dann niedriger ist als im Juli, wo der heisse Sommer der nördlichen Halbkugel mit dem milden Winter der südlichen zugleich sich einstellt.[2])

Aus den mittleren Temperaturen von fünf Gradzonen findet Spitaler die mittlere Temperatur der nördlichen Halbkugel zu 15·4°, die der südlichen zu 14·8, letztere ist um etwa 0·6° kühler (so weit die jetzigen Kenntnisse reichen. Wegen der Kleinheit der Kugelkalotten um den Pol hat aber die niedrige Temperatur der Cirkumpolarregionen nur einen geringen Einfluss auf die Mitteltemperatur der ganzen Halbkugel).

Die mittlere Temperatur der nördlichen Halbkugel vom Äquator bis 30° ist

---

[1]) W. v. Bezold hat kürzlich die mittleren Temperaturen und Temperaturänderungen für Breitengürtel von gleicher Fläche berechnet, indem er den Sinus der geographischen Breite als Argument genommen hat. Die Temperaturen gleich grosser Zonen fallen für die Mitteltemperatur der Erde ins Gewicht, sowie bei manchen klimatischen Problemen. Auf das ausserordentliche Übergewicht der heissen Zonen und die Geringfügigkeit der Polarkappen habe ich wiederholt auch bei Fragen der dynamischen Meteorologie aufmerksam gemacht (z. B. Zeitschrift f. Met. XIV. 1879. S. 40). Die Temperaturgradienten aber, von denen das Gefälle der Luftströmungen abhängt, beziehen sich auf gleiche Strecken, sind also Temperaturdifferenzen der Breitegrade. Die von W. v. Bezold ermittelten interessanten Temperaturen und Temperaturdifferenzen sind:

sin φ	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
Breite	0.0	5.6	11.5	17.5	23.4	30.0	36.9	44.4	53.1	64.1	90
					Mittlere Temperatur						
N	25.9	26.2	26 4	26.1	24.1	20.3	16.1	10.0	3.3	—3.7	—20.0
S	—	25.6	24.7	23.5	21.5	18.5	13 6	9.0	3.9	—	—
Mittl. Diff.	0.0	0.6	0.7	2.0	3.4	4.5	5.0	6.1	(7.0)	(16.3)	

(Zur Thermodynamik der Atmosphäre. V. Mitteilung. April 1900.)

[2]) Es ist von einigem Interesse, auch den mittleren Temperaturcharakter des Frühlings und des Herbstes auf der nördlichen Halbkugel kennen zu lernen; Dove giebt folgende Mitteltemperaturen (hier C.-Grade):

Nördl. Breite	70	65	60	50	40	30	20
Frühling	—10.2	—6.2	—1.6	5.0	12.5	20.2	25.8
Herbst	—8.6	—4.6	0.0	6.2	14.6	22.2	25.9

Der Herbst ist bis 20° hinab wärmer als das Frühjahr.

24.8°, bis 45° 22.1°, die entsprechenden Temperaturen für die südliche Hemisphäre sind 23.9° und 21.0°

3 **Temperaturverschiedenheiten nach den Längegraden** Wegen der verschiedenen Land- und Wasserverteilung auf der östlichen und westlichen Hemisphäre und dem Verlaufe der warmen und kalten Meeresströmungen machen sich auf der Erdoberfläche auch grosse Temperaturverschiedenheiten zwischen Ost und West geltend Spitaler, Supan und Buys Ballot haben die Verteilung der Temperatur nach Meridiangraden genauer untersucht [1])

Teilt man wie gewöhnlich die Erde durch den 20 Grad W und 160 Grad E Länge v Gr in eine östliche und eine westliche Hemisphäre, so enthält die erstere 37 Proz Land und 63 Proz Wasser, die letztere nur 17 Proz Land und 83 Proz Wasser, sie stehen also in einem ähnlichen Gegensatz wie Nord- und Südhalbkugel der Erde Die östliche Hemisphäre ist wärmer und hat eine grössere Jahresschwankung der Temperatur als die westliche Hemisphäre [2])

Die grössten Temperaturunterschiede einzelner Meridiane sind wohl folgende Auf der nördlichen Hemisphäre dürfte der Meridian von 120° E einer der kontinentalsten sein, dagegen jener von 30° W (v Gr) ein meist ozeanischer Meridian, zugleich im Gebiete hoher Meerestemperatur Die mittlere Temperatur derselben zwischen Äquator und 80° N, sowie zwischen 20° und 80° N (weil südlich von 20° kaum noch ein Gegensatz von Ost und West besteht) ist folgender

Länge	Äquator bis 80° N. Jan	Juli	Jahr	20° N bis 80° N Jan	Juli	Jahr
120° E, Landmeridian	—6.6	21.1	7.4	—15.9	19.4	1.7
20° W, Wassermeridian	10.7	17.3	12.8	6.3	14.6	8.7
Differenz	+17.3	—3.8	+5.4	+22.2	—4.8	+7.0

Der Landmeridian hat eine Jahresschwankung von 27.7° (resp 35.3°), der Wassermeridian nur von 6.6° (resp 8.3°)

A v Tillo hat die mittlere Temperatur aller Meere und Kontinente zwischen 90° nördl und 50° südl Br berechnet [3]) Er findet

	Jan	Juli	Jahr	Schwankg
Mittlere Temperatur der Meere	17.9	19.2	18.3	1.3
" " " Kontinente	7.3	22.9	15.0	15.6

In allen diesen Zahlen spricht sich der Einfluss des Landes auf die Lufttemperatur deutlich aus Die Wintertemperatur wird viel stärker erniedrigt, als

[1]) Spitaler l c Supan, Pet Geogr Mitteilungen 1887 Litteraturbericht S 90 Buys Ballot, Verdeeling der Warmte over de Aarde Amsterdam 1888

[2]) Mittlere Temperatur der östlichen und westlichen Halbkugel nach Supan
Östlich 20° W bis 160° E — Westlich 160° E bis 340° E

Breite	70	60	50	40	30	20	10	Äq	10	20	30	40
Jahr												
E	—8.3	—0.6	5.0	14.2	20.9	26.9	**27.4**	26.2	25.3	23.1	18.6	10.7
W	—11.3	—1.0	6.3	13.9	19.7	24.4	25.3	**25.5**	24.7	22.1	18.4	13.0
Januar												
E	—23.3	—18.3	—11.6	0.9	11.5	21.2	26.2	**26.5**	26.1	26.1	23.2	14.9
W	—27.6	—13.7	—2.9	6.9	16.1	22.3	25.2	**25.8**	25.6	24.6	22.1	17.3
Juli												
E	9.2	16.6	20.7	26.2	29.9	**30.1**	27.5	25.4	23.9	20.3	14.9	9.5
W	5.3	11.6	15.5	21.1	24.8	26.0	**26.0**	25.5	24.2	20.8	15.7	9.9

Die Parallelkreise der höchsten Temperatur sind Östliche Hemisphäre Jahr 15° nördl Br 27.6°, Januar 5° nördl Br 26.6° Juli 25° nördl Br 30.5° Westliche Hemisphäre Jahr 2½° nördl Br 25.5°, Januar Äquator 25.8°, Juli 15° nördl. Br 26.3°

Diese Mittelwerte beruhen auf den von Spitaler berechneten Tabellen Letzterer hat ebenfalls die Temperatur einer östlichen und westlichen Halbkugel ermittelt, aber, im Hinblick auf die Verteilung der erdmagnetischen Kraft die Meridiane 80° W und 100° E v Gr zur Abgrenzung genommen Spitalers östliche Hemisphäre hat auf der Nordhalbkugel eine Mitteltemperatur von 16.7°, die westliche 13.9°, und zwar ist sie im Juli wie im Januar kühler

[3]) A v Tillo, Recherches sur la repartition de la temperature et de la pression atmosphériques à la surface du globe Petersburg 1887 Compt rend d Pariser Akad 7 November 1887

die Sommertemperatur erhöht wird, die Jahrestemperatur sinkt deshalb über dem Lande. Der Einfluss der höheren Breiten ist in diesem Punkte so bedeutend, dass er für die ganze Hemisphäre massgebend bleibt, obgleich er in niedrigen Breiten nicht mehr wirksam ist, ja sogar in entgegengesetztem Sinne wirkt.

Nach dem Vorausgegangenen könnte man zu dem Schlusse kommen, dass die höhere Temperatur der nördlichen Halbkugel nur eine Wirkung der grösseren Landbedeckung derselben ist.

Woeikof hat aber darauf hingewiesen, dass dies ein Irrtum wäre.[1]) Auch die Meere sind auf der nördlichen Halbkugel wärmer, nicht bloss das Land. Obgleich z. B. 15° Nordbreite nur 6 Proz. Land, 15° Südbreite dagegen 20 Proz. Land hat, ist doch der 15. Grad Nordbreite um 1° wärmer als der 15. Grad Südbreite. Die Ursache hiervon liegt erstlich in dem Transport einer grossen Menge warmen Wassers von dem äquatorialen Teile der Südhalbkugel auf die nördliche Halbkugel hinüber infolge des Übergreifens des SE-Passates in die nördliche Halbkugel und wohl auch infolge der Gestalt der Kontinente und Inselreihen in diesen Breiten. Zweitens sind die Ozeane der nördlichen Halbkugel gegen die Polarmeere und damit gegen die Eismassen und die kalten Zuflüsse aus denselben mehr oder minder abgeschlossen, während die südlichen Meere frei mit der antarktischen Polarregion kommunizieren, deren Eisdriften das Wasser derselben stark abkühlen.

Auf den wichtigen Umstand, dass das Tropengebiet in seiner ganzen ungeheuren Ausdehnung (die Fläche zwischen den Wendekreisen steht im Verhältnis von rund 80 zu 60 Proz. gegenüber dem Rest in jeder Hemisphäre) grösstenteils von den warmen Wassern der Ozeane eingenommen wird, hat Krümmel mit Recht hingewiesen. Die Wärmemengen, die in den tropischen Ozeanen aufgespeichert sind, müssen für die mittleren und höheren Breiten sehr kräftig temperaturerhöhend wirken, namentlich durch die latente Wärme des Wasserdampfes, welcher die Fortführung der Wärme in höhere Breiten besonders begünstigt. Nach Krümmel sind $^2/_5$ der gesamten Meeresfläche beständig über 25° und mehr als die Hälfte über 20° erwärmt. Von ersteren entfallen 55 Proz., von letzteren 51 Proz. auf die nördliche Hemisphäre.[2])

In jüngster Zeit hat J. Murray neuerdings die Areale der verschieden temperierten Meeresoberflächen ausgemessen. Er fand:

Mittlere Temperatur der Oberfläche des Meeres.

Fahrenheit	über 80	70—80	60—70	50—60	40—50	30—40	unter 30
Celsius	26.7	21—27	15½—21	10—15½	4½—10	—1—4½	unter —1
Areal in Prozent	21.9	27.8	13.7	9.8	10.9	10.5	5.4

50 Proz. der Meeresoberfläche sind über 21° C. warm und nur 16 Proz. derselben hat eine Temperatur unter $4^1/_2$°.[3])

4. Die Isanomalen. Die Isanomalen sind Linien gleicher thermischer Anomalie. Diese Anomalie hat Dove als die Abweichung von der mittleren Temperatur des Parallelkreises definiert, unter welchem ein Ort liegt. Sein epochemachendes Werk

[1]) Woeikof, Über den Einfluss von Land und Meer auf die Lufttemperatur. Met. Z. 1888. S. 18.

[2]) Krümmel, Die Temperaturverteilung in den Ozeanen. Zeitschrift f. wissenschaftliche Geographie. B. VI. Weimar 1887.

[3]) Sir John Murray, On the temperature of the floor of the Ocean and of the surface waters of the Ocean. The Geograph. Journal. July 1899. Mit 3 grossen Karten. Die ganze Wassermasse der Ozeane hat aber nur eine sehr niedrige Temperatur, 80 Proz. derselben unter $4^1/_2$°; 92 Proz. des Meeresbodens ist mit Wasser unter 4.4° C. bedeckt. Das hat aber auf die Oberflächentemperatur keinen Einfluss.

über die Verbreitung der Wärme auf der Oberfläche der Erde enthält die erste Darstellung der Isanomalen für alle zwölf Monate und das Jahr (eine Reproduktion derselben findet sich im Atlas zu Schmids „Lehrbuch für Meteorologie", auch in Réaumur-Graden). Wild hat dann in dem Atlas zu dem Werke „Temperaturverhältnisse des russischen Reiches" neue genauere Isanomalen für Europa und Asien geliefert (Jahr, Januar, April, Juli, Oktober) in Celsius Graden, Teisserenc de Bort später für die ganze Erde für Januar und Juli mit Benutzung neuen Materials von Temperaturbeobachtungen. Spitaler hat dann auf Grund der von ihm ermittelten Temperaturen der Parallelgrade neue Karten der Isanomalen entworfen für das Jahr (Pet. Geogr. Mitteilungen 1887. Tafel 20) und für Januar und Juli (ebenda 1889. Tafel 17 u. 18). Sella endlich hat auf Anregung von Bezold zur Konstruktion seiner Isanomalen eine neue Basis gewählt. Er hat die Temperatur der Breitegrade einer idealen Erde zu Grunde gelegt, auf welcher zwischen den beiden Hemisphären unter gleicher Breite kein Temperaturunterschied besteht. Er nimmt als Normaltemperatur der Breitegrade das Mittel aus den Temperaturen, die auf der nördlichen und südlichen Hemisphäre unter denselben angetroffen werden. Um die Normaltemperaturen der extremen Monate zu erhalten, muss man dann natürlich für jene des wärmsten Monats das Mittel aus den Temperaturen des Juli der nördlichen und Januar der südlichen Hemisphäre nehmen und ebenso für jene des kältesten Monats den Januar der nördlichen mit dem Juli der südlichen Halbkugel in ein Mittel vereinigen. Die örtlichen Abweichungen von diesen Normaltemperaturen stellen die thermische Anomalie dar. Die Linien gleicher Anomalie auf dieser Grundlage nennt Sella „holosphärische Isanomalen", im Gegensatz zu den gewöhnlichen Doveschen, die man hemisphärische Isanomalen nennen kann, weil sie sich nur auf die Mitteltemperatur der betreffenden Hemisphäre gründen. Die Unterschiede des Verlaufes der beiden Arten von Isanomalen sind aber nicht erheblich. Von vornherein ist klar, dass die holosphärischen Isanomalen die Temperaturanomalien über den Kontinenten stärker hervortreten lassen werden, umgekehrt die Anomalien in den Gebieten des ozeanischen Klimas abschwächen müssen, namentlich in höheren und mittleren Breiten. In niedrigen Breiten ist der Unterschied natürlich gering [1]).

Die diesem Buche beigegebenen Karten der Isanomalen sind von Wl. Köppen konstruiert worden. Als Normaltemperaturen sind die Mittel aus Spitalers und Batchelders mittleren Temperaturen der Breitegrade genommen worden. Der Vergleich derselben mit den Isothermen (die gleichfalls von Wl. Köppen nach meinen Karten in Berghaus' Physik. Atlas revidiert und verbessert worden sind) lieferte die Isanomalen, die ich Herrn Köppen verdanke.

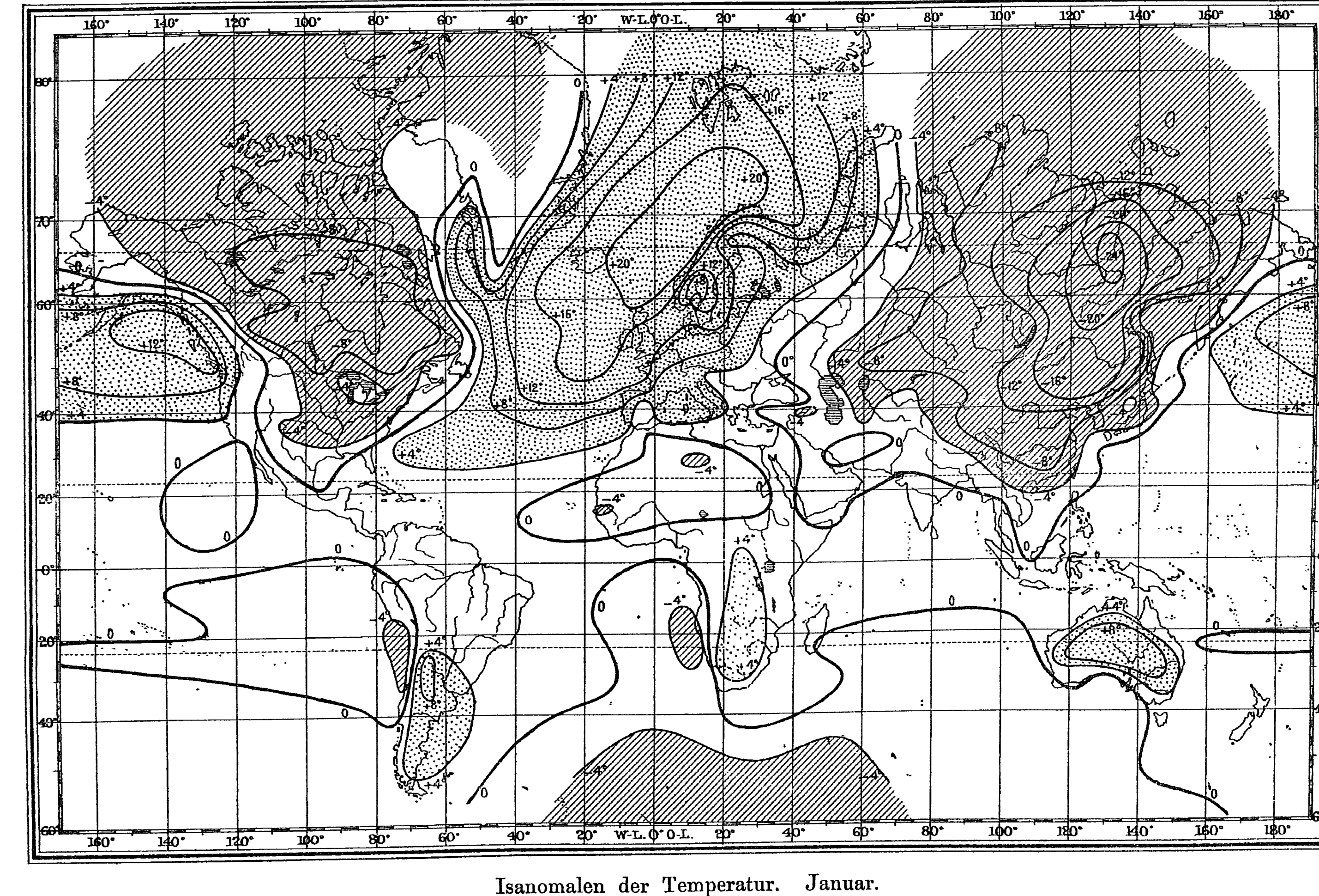
Die wichtigsten Thatsachen, welche die Karten der Isanomalen zeigen, sind folgende [2]):

Januar. Ganz Asien ist zu kalt, grösste negative Anomalie in Ostasien -24^0 (-33^0), ebenso fast ganz Nordamerika bis auf eine schmale westliche Küstenzone, Gegend der Hudsonbai -10^0 (-16^0), der atlantische Ozean und Europa sind zu warm, Maximum $+24^0$ ($+18^0$) zwischen Nordkap und Island, ebenso der nördliche Grosse Ozean, bei Alaska erreicht die Anomalie $+14^0$ ($+9^0$). Zu kalt ist ferner Nordafrika -2^0 (-4^0), das nördliche Südamerika und die Ozeane der südlichen Hemisphäre mit Ausnahme des südindischen Ozeans. Die

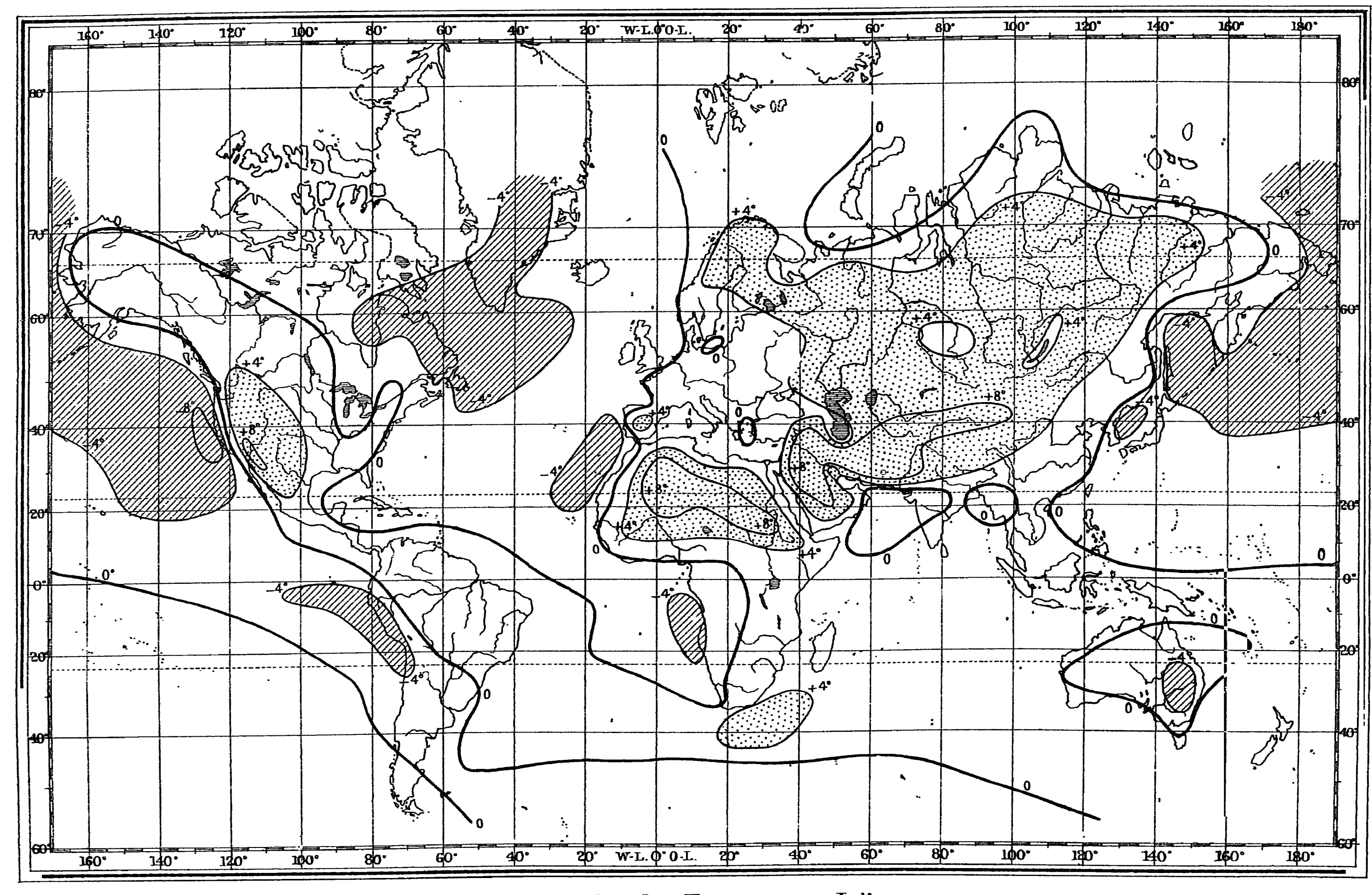
---

[1]) Erminio Sella, Über atmosphärische Isanomalen der Temperatur. Met. Z. B. XXXI. 1896. S. 161. Mit 3 Karten.

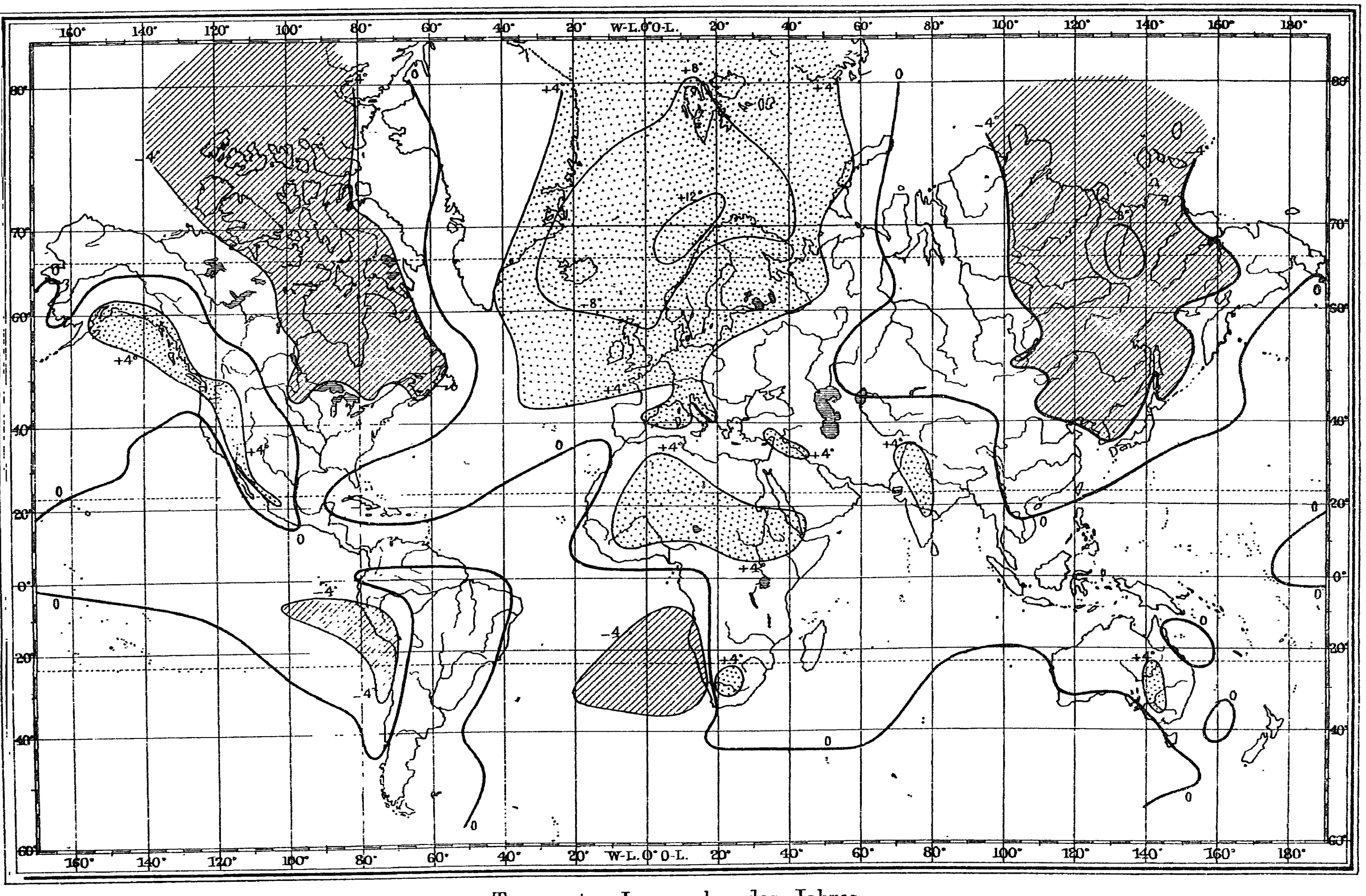
[2]) Die eingeklammerten Zahlen beziehen sich auf Sellas Isanomalen.



Isanomalen der Temperatur. Januar.



Isanomalen der Temperatur. Juli.



Temperatur-Isanomalen des Jahres.



Kontinente der südlichen Halbkugel sind zu warm, im Innern von Australien erreicht die positive Anomalie $+10^0$ ($+10^0$), in Südafrika und Südamerika (unter 40^0 südl. Br.) bloss $+6^0$ ($+6^0$).

Juli. Ganz Asien und Europa, sowie ganz Nordafrika, aber auch ganz Ostafrika mit dem angrenzenden Ozean sind zu warm, ebenso Nordamerika mit Ausnahme der Hudsonsbailänder und Labrador; auch Brasilien ist zu warm. Den grössten Wärmeüberschuss zeigen Vorderasien und Nordafrika + 8 (bei Sella Vorderasien + 14, Nordafrika + 12), dann Arizona, Plateau von Utah + 6 (+ 14). Zu kalt sind alle Ozeane der nördlichen Halbkugel, zwischen Grönland und Labrador — 6 (0), an der Küste von Kalifornien — 8 (— 8), auf der südlichen Halbkugel die Westseiten von Südamerika und Südafrika in den Tropen — 4 (bei Afrika — 6), dann der Kontinent von Australien — 4 (— 4).

Jahr. Zu kalt sind: Asien, mit Ausnahme von Vorderasien und Indien, Nordamerika mit Ausnahme der Westseite, der tropische Grosse Ozean und der Atlantische Ozean, der ganze südliche Atlantische Ozean.

Zu warm sind: ganz Europa mit Vorderasien und Indien, ganz Afrika mit Ausnahme der tropischen Westküste, Australien, Südamerika mit Ausnahme des tropischen West- und Nordrandes, der ganze Nordatlantische und Indische Ozean. Bei Sella ist natürlich das Gebiet positiver Anomalie auf der südlichen Halbkugel ein beschränkteres.

Da die Gebiete thermischer Anomalien auch mit der Luftdruckverteilung in enger Verbindung stehen, so ist ihre Feststellung von allgemeinem Interesse.[1])

Die mittlere Temperaturverteilung an der Oberfläche der Ozeane und die thermischen Anomalien derselben hat Köppen kartographisch dargestellt. Da die Temperatur der Luft nur wenig von der Wassertemperatur abweicht, ist diese Karte auch für die Wärmeverteilung auf der Erdoberfläche überhaupt sehr wichtig.[2])

5. Theoretische Untersuchungen über die Temperaturverteilung auf der Erdoberfläche. Man kann diese Untersuchungen etwa in drei Klassen einteilen. Die erste Klasse umfasst die Bestrebungen, einen analytischen Ausdruck für die beobachtete Temperaturverteilung aufzustellen, d. i. für die Abhängigkeit der beobachteten Temperatur an der Erdoberfläche von der geographischen Breite eine mathematische Formel zu finden. Solche Formeln sind einerseits, wenn sie einfach genug gebaut sind, sehr bequem zur Beantwortung aller Fragen nach der Temperatur unter einem gewissen Breitegrad, oder nach dem Breitegrad, wo eine bestimmte Temperatur anzutreffen ist; sie sind anderseits unentbehrlich bei allen meteorologisch-mathematischen Untersuchungen, welche sich auf die Wärmeverteilung stützen müssen; man kann ja nicht eine Temperaturtabelle in die Rechnung einstellen, sondern nur eine Formel, welche die Zahlenwerte derselben auf den möglichst kurzen und doch hinlänglich genauen Ausdruck bringt.

Zu der zweiten Klasse gehören die Bestrebungen, in dem mathematischen Ausdruck für die beobachtete Temperaturverteilung auch deren Abhängigkeit von den Verschiedenheiten der Oberflächenbeschaffenheit der Erde mit aufzunehmen, also eine Formel aufzustellen, in welcher auch die Verteilung von Wasser und Land unter jeder geographischen Breite als Variable vertreten ist.

---

[1]) Auf die Isanomalen von Precht und deren Grundlage wird später verwiesen werden. Siehe Met. Z. XXIX. 1894. S. 81. Neue Normaltemperaturen.

[2]) Annalen der Hydrographie. Sept. 1898. Tafel 9. Globus. LXXIV. Okt. 1898. Pet. Geograph. Mitteilungen. 1898. XI. Tafel 10. Köppen, Temperaturanomalien der Meeresoberfläche.

Endlich kann man zum Ausgangspunkt der Formeln die Bestrahlungsverhältnisse der Erde machen, somit eine eigentlich physikalische Untersuchung über die Wärmeverteilung auf der Erdoberfläche anstreben. Wir meinen aber nicht die Berechnung der sog. „solaren Klimagürtel", sondern die Versuche, die beobachtete Temperatur an der Erdoberfläche auf die Verschiedenheiten der Bestrahlung mit Rücksicht auf das Dazwischentreten der Atmosphäre und auf das verschiedene physikalische Verhalten der festen und flüssigen Erdoberfläche zurückzuführen.

a. Formeln für die Abhängigkeit der Temperatur von der geographischen Breite. Da die Intensität der Sonnenstrahlung, wenn die Sonne am Äquator steht, mit dem Kosinus der geographischen Breite abnimmt, und dieses Gesetz, wegen der doch nur geringen äussersten Abweichung der Sonne vom Äquator auch im Jahresmittel bis zu mittleren Breiten hinauf noch nahezu giltig ist, so liegt es am nächsten, zu versuchen, auch die beobachtete Temperaturabnahme dem Kosinus der geographischen Breite proportional zu setzen. Die Temperatur der ozeanischen Stationen folgt in der That so ziemlich diesem Gesetz, über den Kontinenten aber nimmt die Temperatur viel rascher ab, daher man sie dem Quadrat des Kosinus proportional gesetzt hat.[1])

Da die mittlere Temperatur der Parallelkreise auch in erheblichem Grade von der Verteilung von Wasser und Land beeinflusst wird[2]), so ist es klar, dass eine Formel, welche darauf keine Rücksicht nimmt, nur in erster Annäherung dieselbe auszudrücken im stande ist. Namentlich ist es aussichtslos, mittelst einer einfachen Formel die mittleren Temperaturen der nördlichen und der südlichen Halbkugel zugleich repräsentieren zu wollen.[3])

Für die Temperatur der nördlichen Hemisphäre giebt James D. Forbes die folgende einfache Formel[4])

$$T_\varphi = -17.8 + 44.9 \cos^2 (\varphi - 6\tfrac{1}{2})$$

Dieselbe giebt für $6\frac{1}{2}^0$ nördl. Br. 27.1 als thermischen Äquator, den Beobachtungen entsprechend. Der Pol wird zu warm (−17.8). Ihre Einfachheit empfiehlt aber diese Formel, wo man einer solchen bedarf.[5])

Für die südliche Hemisphäre habe ich die Formel gefunden

$$T_\varphi = 26.0 + 4.54 \sin \varphi - 40.81 \sin \varphi^2,$$

welche die bis 60° südl. Br. beobachteten Temperaturen vollkommen wiedergiebt.[6]) Die mittlere Temperatur der ganzen Halbkugel ergiebt sich aus derselben zu 14.7°.

Der umfassendste Versuch, die beobachteten mittleren Temperaturen auf der Erdoberfläche als Funktion der geographischen Koordinaten (Breite, Länge, Seehöhe) durch Systeme von Gleichungen darzustellen, ist von G. J. Madsen gemacht worden. Er versucht sogar, auch für die Anomalien

---

1) Über diese Versuche siehe Schmid, Lehrbuch S. 201, 202 u. 376.

2) Der Effekt der warmen und kalten Strömungen des Meeres und der Atmosphäre verschwindet ziemlich im Mittel für einen ganzen Breitegrad.

3) Ferrel hat dies allerdings versucht durch die Formel

$$t_\varphi = 8.5 - 1.75 \cos \varphi - 20.95 \cos 2\varphi - 1.00 \cos 3\varphi - 2.66 \cos 4\varphi$$

(Recent Advances in Meteorology. Washington 1886. p. 152.)

4) In Fahrenheit-Graden noch einfacher: $80.8 \cos^2 (\varphi - 6\frac{1}{2})$, weil die Temperatur des Nordpols nahe dem Nullpunkt der Fahrenheitskala entspricht.

5) Forbes, Inquiries about Terrestrial temperature. Trans. R. Soc. Edinburgh XXII. Part I. p. 75 etc. Eine der wichtigsten theoretischen Untersuchungen über die Temperaturverteilung auf der Erdoberfläche.

6) Met. Z. 1896. S. 182. Hann, Über die Temperatur der südlichen Halbkugel. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. LXXXV. Januar 1882. Für die Jahresschwankung der Temperatur ergab sich die Formel $2.12 + 7.01 \sin \varphi$. In Betreff der Temperatur der höheren Breiten der südlichen Halbkugel sind die Ergebnisse der Südpolarexpeditionen abzuwarten. Die beiden letzten geben für 71° −12°. Met. Z. 1899. S. 475. 1900. S. 519.

der Temperaturverteilung Formeln zu finden. Hier können nur die zwei einfachsten Formeln, welche die Temperatur der Breitekreise ausdrücken, angeführt werden:

$$\text{Nördliche Halbkugel} \quad t\varphi = 31.8 \cos \varphi + 18.6 \cos^2 \varphi - 21.8$$
$$\text{Südliche Halbkugel} \quad t\varphi = 10.0 \cos \varphi + 28.3 \cos^2 \varphi - 11.7$$

Die Formeln sind nur von etwa 10° an zu benutzen, denn die erstere giebt für den Äquator 28.6, die zweite 26.7°. Madsen giebt der ganzen Äquatorialzone von 10° nördl. Br. bis 10° südl. Br. eine Mitteltemperatur von 27.2° C.

Man erhält für die Wendekreise die mittleren Temperaturen 23.1° (nördlich) und 21.4° (südlich), für die Polarkreise —6.2 (nördlich) und —3.2° (südlich). Die mittlere Temperatur der Tropenzonen ist: 26.4° (nördlich) und 25.3°; der gemässigten Zonen: 11.3° (nördlich) und 11.0; der Polarzonen: —12.3° (nördlich) und —7.0°. Die mittlere Temperatur der beiden Hemisphären ist die gleiche, 15.3°.

Der Parallelkreis gleicher Temperatur wäre nach diesen Formeln 48.8°, in beiden Hemisphären hat derselbe die Temperatur 7.2°. Die mittlere Lage gewisser Isothermen ist:

Isotherme	—10	—5	0	5	10	15	20	25° C.
Nordhalbkugel	71.8	65.0	58.4	51.8	45.0	37.8	29.5	18.8 N
Südhalbkugel	(83)	(70.2)	60.8	52.4	44.4	36.0	26.5	13.0 S

Während die obigen Formeln die mittleren Jahrestemperaturen der Breitegrade darstellen, werden dann noch andere aufgestellt für die „jährliche thermo-geographische Komponente." Obgleich die analytische Darstellung derselben die eigentliche Leistung der grossen Arbeit Madsens darstellt, ist es doch unmöglich, im Rahmen dieses Buches auf dieselbe einzugehen.[1])

b. Formeln, welche auch auf die Verteilung von Wasser und Land Rücksicht nehmen. J. D. Forbes war der erste, welcher eine solche Formel aufgestellt hat. Die Form derselben entsprang wohldurchdachten Überlegungen. Die konstanten Koëffizienten wurden nach den mittleren Temperaturen von 0°, 30°, 50° und 70° nördl. Br. bestimmt.[2]) Für den Faktor L im dritten Gliede der nachstehenden Formel ist die Erstreckung des Landes unter dem betreffenden Parallelkreis (dessen ganze Länge = 1 gesetzt) einzustellen (die mit b bezeichneten Zahlen unserer Tabelle S. 143 aber als Brüche: 0·24, 0·54 etc.). Da der Einfluss des Landes auf die Temperatur sich bei 45° umkehrt, so enthält dieses Glied den Faktor cos 2φ. Forbes' Formel lautet (C.-Grade)[3]):

$$-10{\cdot}8^0 + 32{\cdot}9^0 \cos \varphi^{5/4} + 21{\cdot}2^0 L \cos 2\varphi.$$

Diese Formel entspricht nicht bloss recht gut den mittleren Temperaturen der Breitekreise der nördlichen Hemisphäre, sondern auch jenen der südlichen Halbkugel, wenigstens bis 40° Breite. Da bei der Bestimmung der Konstanten der Formel die Temperatur der letzteren gar nicht in Rechnung gezogen worden ist, so darf diese Übereinstimmung wohl als ein Beweis dafür betrachtet werden, dass die Formel ein recht zutreffender Ausdruck ist für den Einfluss der Verteilung von Wasser und Land auf die Temperatur an der Erdoberfläche.

Es liegt nun nahe, einen Schritt weiter zu gehen, und zu versuchen, mittelst dieser Formel die interessante Frage zu beantworten, welche Temperaturen auf der Erde herrschen würden, wenn sie ganz mit Land oder ganz mit Wasser bedeckt wäre.

Für eine Landhalbkugel wäre L = 1 zu setzen. Die Poltemperatur würde daher sein (da $\cos \varphi = 0$, $\cos 2\varphi = -1$) $-10.8 - 21.2 = -32$, die Temperatur des Äquators aber (da $\cos \varphi$ und $\cos 2\varphi = 1$) $-10.8 + 32.9 + 21.2 = 43.3$. Für eine Wasserhalbkugel ist n = 0, das dritte Glied fällt weg, die Poltemperatur ist demnach —10.8°, die Temperatur des Äquators $32.9 - 10.8 = 22.1$. Für den 45. Breitegrad findet man für beide Hemisphären die Temperatur 10.6°.

Forbes hat dann noch auf einem anderen, von dem obigen ganz unabhängigen Weg (durch Vergleichung der Temperaturen der gleichen Breitegrade im Norden und Süden mit Rücksicht auf ihre verschiedene Landbedeckung) den Einfluss von Wasser und Land auf die Temperatur der Breite-

---

[1]) Thermo-Geographical Studies. General exposition of the analytical Method applied to Researches on Temperature and climate. Copenhagen 1897. Mit Karten und Tafeln. — Eine ältere Arbeit, Darstellung der mittleren Jahrestemperaturen auf der Erdoberfläche mit Hilfe von Kugelfunktionen, ist hier noch zu erwähnen: W. Schoch, Darstellung der mittleren Jahrestemperatur als Funktion der Länge und Breite. Zürich 1856.

[2]) Den Gedankengang, welchem die Formel entsprang, findet man in meinem Handbuch der Klimatologie, B. I, S. 218, erörtert.

[3]) Inquiries l. c. S. 85.

kreise berechnet Die Ergebnisse dieser Rechnung stimmen mit jenen, die aus der obigen Formel sich berechnen lassen, fast völlig überein [1]) Selbstverständlich darf man nicht erwarten, dass die Formel für die Temperaturen einer reinen Land- oder einer reinen Wasserhalbkugel mehr als die ersten rohen Annäherungswerte liefern kann

Spitaler hat die Aufgabe wieder aufgenommen und auf Grund der von ihm berechneten Mitteltemperaturen der Parallelkreise eine neue Formel aufgestellt für die Abhängigkeit der Temperatur von der geographischen Breite und dem Verhältnis von Wasser und Land unter demselben Diese Formel ist, wenn wir wieder mit L jenen Bruch bezeichnen, welcher der relativen Erstreckung des Landes entspricht

$$T_\varphi = -2{\cdot}43 + 17{\cdot}6 \cos\varphi + 7{\cdot}1 \cos 2\varphi + 19{\cdot}3\,L \cos 2\varphi$$

Dieselbe giebt folgende Mitteltemperatur für eine reine Land- und Wasserhemisphäre

Breite	Äqu	20	30	40	50	60	70	Pol
Landhalbkugel	41·5	34·3	26·0	15·7	4·3	—6·8	—16·6	—28·8
Wasserhalbkugel	22·2	19·5	16·3	12·3	7·7	2·8	— 1·8	— 9·5

Nach dieser Formel berechnet sich die mittlere Temperatur einer Landhemisphäre zu 20·2, jene einer Wasserhemisphäre zu 13·8 Da die Wasserhemisphäre vom Äquator bis 45° kälter, von da ab aber wärmer ist als eine Landhemisphäre, so würde die höchste Mitteltemperatur auf einer Halbkugel anzutreffen sein, welche vom Äquator bis 45° mit Land, von da ab mit Wasser bedeckt wäre, aus einer umgekehrten Landverteilung würde die niedrigste Temperatur resultieren Spitaler findet für den ersten Fall eine Mitteltemperatur von 22·8, für den zweiten von 11·1 Dies wären die extremen Werte der Temperatur der Erde, welche aus der extremsten günstigen und ungünstigen Land- und Wasserverteilung hervorgehen könnten Alle diese Zahlen sind nur als begründete Schätzungen zu betrachten, namentlich die auf eine reine Landhemisphäre bezüglichen, weil die Erde dafür keine genügenden Anhaltspunkte bietet Die Temperatur einer Wasserhemisphäre können wir schon besser beurteilen auf Grund der Temperatur der südlichen Hemisphäre [2])

Die Bedenken, welche sich gegen die aus den Formeln von Forbes und Spitaler berechneten Temperaturen für die Pole und den Äquator auf einer Land- und Wasserhalbkugel erheben lassen, sind von Woeikof und von mir erörtert worden [3])

W Precht sucht eine nur von der geographischen Breite abhängige Normaltemperatur der Parallelkreise dadurch zu erhalten, dass er eine unter allen Breiten gleichmässige Landbedeckung der Erdoberfläche annimmt Er setzt also den Faktor L in Forbes und Spitalers Formel konstant gleich 0·244 (dem durchschnittlichen Verhältnis von Wasser und Land entsprechend) und berechnet damit die mittlere Temperatur der Parallelkreise [4])

Auf Grund dieser „Normaltemperaturen" hat Precht neue Karten der thermischen Jahres-Isanomalen gezeichnet [5])

[1]) Siehe Hann, Handbuch der Klimatologie B I S 206 u 219/220

[2]) Alle Citate nach Spitaler beziehen sich auf die Denkschriften der Wiener Akademie B LI 1885 Nur des historischen Interesses halber sei noch angeführt die Untersuchung über das reine Land- und Seeklima von Sartorius v Waltershausen, in „Klimate der Gegenwart und Vorwelt" Haarlem 1865 Kap X.

[3]) Woeikof, Klimate der Erde I S 322 Hann, Handbuch der Klimatologie B I S 209

[4]) Das letzte (dritte) Glied der Formel von Forbes wird dann 5 2 cos 2φ, bei Spitaler aber 11 8 cos 2φ Spitalers Formel giebt nach dieser Modifikation eine mittlere Temperatur der Erde von 15 3°, was den Beobachtungen gut entspricht Die Normaltemperatur der Parallelkreise wird dann

Äquator	10	20	30	40	50	60	70	80	90
26 9	26 0	23 1	18 7	13 1	6 8	0 5	—5 4	—10 4	—11 2

[5]) Met Z B XXIX 1894 S 81

c. Berechnung der Temperaturverteilung auf der Erde aus der Intensität der Sonnenstrahlung mit Rücksicht auf atmosphärische Absorption und die verschiedene Wirkung der Strahlung auf Land und Wasser. Die Wärmeverteilung auf der Erde ist in erster Linie von der Verteilung der Wärmemengen, welche die Sonnenstrahlung den verschiedenen Breiten zukommen lässt, abhängig. Die relative Intensität der Sonnenstrahlung unter verschiedenen Breiten ist oft und in erschöpfender Weise behandelt worden, meist ohne Rücksicht auf das Dazwischentreten der Atmosphäre (Halley, Lambert, Meech, Wiener), teils mit Rücksicht auf die Absorption der Strahlung in der Atmosphäre, also für die Erdoberfläche selbst (Angot, Zenker). Diese Versuche einer Berechnung der theoretischen Wärmemengen unter verschiedenen Breitegraden sollen in einem Anhang kurz dargestellt werden; einige Ergebnisse der Rechnungen von Angot sind schon früher mitgeteilt worden (S. 41). Eine Ableitung der an der Erdoberfläche zur Beobachtung kommenden Temperaturen von dem täglichen und jährlichen Gang der Sonnenstrahlung mit Rücksicht auf die Wärmeausstrahlung hat Lamont versucht. Seine bezüglichen Untersuchungen haben aber gegenwärtig nur mehr historisches Interesse.[1])

Dagegen müssen wir dem Versuche einer direkten Verknüpfung der an der Erdoberfläche beobachteten Temperaturen mit den Strahlenmengen, welche die Sonne den verschiedenen Breitekreisen zusendet, welchen W. Zenker unternommen hat, hier eine kurze Darstellung gönnen.

Zenker hat zunächst die Wärmemengen, welche jedem Breitekreise an der Erdoberfläche zukommen, ähnlich wie Angot (aber weniger ausführlich und detailliert) berechnet und dabei nicht bloss die Absorption der Sonnenstrahlung in der Atmosphäre berücksichtigt, sondern auch der Zerstreuung der Strahlung in der Atmosphäre und der Reflexion der Strahlen an Wasser-, Land- und Schneeflächen Rechnung zu tragen gesucht.[2])

Die Verknüpfung der auf diesem Wege den verschiedenen Breitekreisen auf einer festen, flüssigen oder mit Schnee bedeckten Erdoberfläche zukommenden Wärmemengen (S. 67 seiner Schrift) mit den Lufttemperaturen, also die Umrechnung der Wärmemengen in Lufttemperaturen (an der Erdoberfläche) sucht Zenker auf folgendem Wege zu erreichen. Er glaubt annehmen zu dürfen, dass gleichen Differenzen der Strahlung auch gleiche Temperaturdifferenzen entsprechen. Es handelt sich nun darum, diese Temperaturdifferenzen unter normalen Verhältnissen über Wasser- und Landflächen zu nehmen, um für die Wirkung der Strahlung auf die flüssige oder feste Erdoberfläche ein Temperaturmass zu bekommen. „Man muss das Verhalten des Landes und des Meeres zur Strahlung beobachten, wo dasselbe möglichst rein, eines unbeeinflusst vom andern, auftritt. Man erkennt solche Gebiete am sichersten an dem dort ruhigen Verlauf der Isothermen, welche weithin den Breitekreisen parallel laufen und untereinander für gleiche Temperaturunterschiede gleiche, oder doch nahe gleiche Zwischenräume festhalten.“

Die Beziehung zwischen Intensität der Strahlung und Lufttemperatur über Wasserflächen tritt über dem Grossen Ozean am reinsten hervor. Dort findet Zenker unter 20° nördl. Br. die Isotherme von 23° und unter 50° die Isotherme von 8°. Die Temperaturdifferenz ist also 15° und derselben entspricht nach Zenkers Tabellen eine Strahlungsdifferenz von 801 Einheiten. Die Einheit der letzteren entspricht somit 0.0187° C.: oder auf eine Temperaturdifferenz von 1° C. kommt eine Strahlenmenge von 53.4, für welche Zahl Zenker später den genaueren Wert von 50.7 gefunden zu haben glaubt. Die Temperatur des Äquators im reinen Seeklima wird also sein: Strahlungsdifferenz zwischen 20° und Äquator = (166 : 50.7) + 23 = 26.3. Für jede andere Breite kann man dann in gleicher Weise von der Temperatur des Äquators ausgehen, wenn dieselbe ein für allemal sicher bestimmt worden ist.

Viel schwieriger wird es, den „Temperaturwert“ der Strahlungsdifferenz über Landflächen zu finden, da auch auf der nördl. Hemisphäre kein reines Kontinentalklima von genügender Ausdehnung sich finden lässt, die Temperaturen im Innern von Asien zudem etwas unsicher sind, namentlich wegen grösserer Höhendifferenzen der Stationen. Zenker fand (in seiner ersten oben citierten Arbeit) für 1° C. eine Strahlungsdifferenz 26.0° seiner Einheiten. Geht man damit von der Isotherme von 0.5° unter 50° nördl. Br. in Ostasien aus, so erhält man für die Temperatur des Äquators auf einer Landhemisphäre (Strahlungsdifferenz 937 Einheiten) 36.6° C. In seiner späteren grossen Arbeit reduziert Zenker diese Temperatur auf 34.6°.

---

[1]) Lamont, Darstellung der Temperaturverhältnisse an der Oberfläche der Erde. Abhandlungen der Münchner Akad. B. 3. Auszug bei E. E. Schmid, Lehrbuch der Meteorologie. S. 202—212.

[2]) Dr. Wilh. Zenker, Die Verteilung der Wärme auf der Erdoberfläche. Berlin 1888.

Bei den ersten, oben kurz skizzierten Rechnungen hat Zenker auf die Warmeausstrahlung und auf die Bewolkung keine Rucksicht genommen Den Einfluss der letzteren auf die Temperatur glaubte Zenker anfanglich vernachlassigen zu konnen, da er bei Nacht im entgegengesetzten Sinne wirksam ist, als bei Tage, und im Mittel die Bewolkung bei Tag und Nacht wohl nicht sehr verschieden sein durfte Dies trifft naturlich nicht ganz zu, und Zenker hat deshalb auch versucht, bei seinen Temperaturberechnungen aus den Strahlungsdifferenzen auf dieselbe, sowie auch auf die Warmeausstrahlung Rucksicht zu nehmen Der Vorgang, den er dabei beobachtet, kann hier nicht erortert werden Es mag uberhaupt bemerkt werden, dass die Methode von Zenker fur eine weitergehende Berechnung der Temperaturverteilung auf der Erdoberflache nicht geeignet scheint Was sich mit derselben erreichen lasst, eine Darstellung der wahrscheinlichen Temperaturverteilung auf einer reinen Wasser- und Landhemisphare, ist schon in seiner ersten Schrift im Wesentlichen enthalten [1])

Die von Zenker berechneten Normaltemperaturen der Breitegrade im reinen Land- und Seeklima sind

Breite		Aquator	10	20	30	40	50	60	70	80	90
Strahlenmenge	Land	2591	2550	2429	2233	1969	1654	1314	1038	903	882
	Wasser	2528	2485	2362	2158	1887	1561	1218	935	785	761
Reines Landklima		34 6	33 5	30 0	24 1	15 7	5 0	—7 7	—19 0	—24 9	—26 1
Reines Seeklima		26 1	25 3	22 7	18 8	13 4	7 1	0 3	—5 2	—8 2	—8 7

Die Strahlenmengen sind Relativzahlen Man wird bemerken, dass Zenkers Landklima viel weniger extrem ist, als das von Forbes und Spitaler berechnete. Die Temperatur des reinen Seeklimas entspricht fast vollstandig bis gegen 70° sudlicher Breite hinab den beobachteten Temperaturen, unter 80 und 90° ist sie aber hoher als jene, welche die Formel fur ein offenes antarktisches Meer ergeben wurde

Einen ahnlichen Weg wie Zenker hat Precht eingeschlagen, um Normaltemperaturen fur die verschiedenen Breitekreise aufzustellen Er legt seiner Rechnung die von Angot berechneten Warmemengen zu Grunde, indem er die Differenzen der Solar- (oder Normal-)Temperaturen der Breitegrade den Differenzen der entsprechenden „Thermaltage" von Angot proportional setzt Die Berechnung der Normaltemperaturen (Solltemperaturen) wird fur die Absorptions-Koeffizienten 0 6, 0 67 und 0 7 durchgefuhrt [2]) Dieselben weichen nur wenig von seinen auf anderem Wege gefundenen Normaltemperaturen ab

Bloss aus der Intensitat der Sonnenstrahlung und dem Warmeverlust der Erde durch Ausstrahlung hat C Christiansen die mittlere Temperatur der Erdoberflache zu berechnen gesucht Nimmt man an, dass von der Sonnenstrahlung, die der Erde zukommt, 2 Kalorien (pro Quadratcentimeter und Minute) zur Erwarmung der Luft an der Erdoberflache verwendet werden, so erhalt man eine mittlere Temperatur der Erde von 15°, was mit den Beobachtungen in genugender Übereinstimmung ist [3])

---

[1]) Die späteren sind Der klimatische Wärmewert der Sonnenstrahlung Met Z 1892 S 336, 1893 S 340 — Die gesetzmassige Verteilung der Lufttemperaturen uber dem Meere Mit Karte Pet Geogr Mitteilungen 1893 S 39 — Der thermische Aufbau der Klimate aus den Wärmewirkungen der Sonnenstrahlung und des Erdinnern Mit 5 Karten Halle 1895 (Nova Acta der Leopold Akad B LXVII) 252 Quartseiten — Liznar hat auf einem direkteren Wege die Temperaturen einer Land- und Wasserhalbkugel berechnet Met Z 1900 S 36

[2]) Met Z B XXIX 1894 S 87 Den Solltemperaturen entspricht die Formel $t_{\varphi} = 5\,33 + 6\,01 \cos \varphi + 15\,33 \cos 2\varphi$

[3]) Werden 2 Kalorien (pro Centimeter und Minute) zur Erwärmung verwendet, so ist die effektive Wärmemenge, welche die Erdoberfläche O von der Sonne empfängt, 2 O 4 (der Querschnitt des Strahlenbundels, das die Erde trifft, ist ja gleich der Fläche eines grossten Kreises, also O 4) Die ausgestrahlte Warmemenge ist nach dem Stefanschen Strahlungsgesetz aT^4O (T die Temperatur in absolutem Masse, also $273 + t$), a der Koeffizient $0\,728 \times 10^{-10}$ Da die Temperatur der Erde konstant bleibt, so hat man $0\,728 \times 10^{-10}(273 + t)^4 = 2 \quad 4$, woraus $t = 15^0$ folgt

Christiansen hat auch die mittlere Temperatur der wichtigsten Breitekreise in ahnlicher Weise berechnet und gefunden

III. Die Temperaturverhältnisse der hohen Luftschichten bis zur Region der Cirruswolken.

Wir stehen gegenwärtig am Beginn einer neuen Ära in Bezug auf die Erforschung der Temperatur der hohen Luftschichten. Die Verwendung von Drachen mit Registrierinstrumenten und von unbemannten, aber mit Autographen versehenen Ballons zu Temperaturmessungen sehr hoher Luftschichten hat in den letzten Jahren ganz unerwartetete Erfolge erzielt. Aber auch die vielseitigere Erforschung der höheren Luftschichten durch bemannte Ballons, die, nachdem sie seit Glaishers berühmten Ballonfahrten 1862/66 längere Zeit geruht hatte, in Berlin mit grossem Erfolge wieder aufgenommen worden ist, hat in jüngster Zeit durch die nach einem internationalen Übereinkommen zu bestimmten Terminen an mehreren Orten in Europa gleichzeitig unternommenen Ballonaufstiege einen grossen Fortschritt zu verzeichnen. Der grössere Teil dieses reichen Schatzes von Beobachtungen liegt noch nicht bearbeitet vor, andererseits erfährt er stetig neuen Zuwachs, so dass die einleitenden Worte vollauf gerechtfertigt erscheinen dürften. Es kann deshalb hier nur ein Versuch gemacht werden, die allerwichtigsten auf die Temperatur bezüglichen Ergebnisse kurz zusammenzustellen.[1])

Die Erforschung der freien unteren Luftschichten durch Drachenaufstiege hat namentlich in Nordamerika am Observatorium des Herrn L. Rotch auf dem Blue Hill und neuerlich auch zu Trappes bei Paris durch Léon Teisserenc de Bort überraschende Fortschritte zu verzeichnen, da es gelungen ist, auf diesem Wege Registrierinstrumente bis gegen 5000 m hinaufzusenden und dieselben oft längere Zeit hindurch in grossen Höhen zu erhalten. Das Wetterbureau der Vereinigten Staaten hat 17 Stationen zwischen der atlantischen Küste und dem Felsengebirge mit solchen Drachen ausgerüstet, die bei jeder sich darbietenden Gelegenheit zur Verwendung kommen.[2])

In der Verwendung unbemannter Ballons mit Registrierinstrumenten (Ballons sondes) hat Teisserenc de Bort die grössten Erfolge erzielt. Zwischen April 1898 und August 1899 glückten ihm mehr als 100 Aufstiege solcher Ballons, davon

---

Breite	Äquator	Wendekreis	45°	Polarkreis	Pol
berechnet	29.5	24.0	7.5	−18.5	−30.0
beobachtet	26.2	23.3	9.3	− 4.0	−20.0

Da durch den Wärmetransport in Folge der Luft- und Meeresströmungen die Temperatur des Äquators erniedrigt, jene der höheren Breiten aber erhöht werden muss über die reine Strahlungstemperatur, so stehen die von Christiansen berechneten Temperaturen mit den Beobachtungen in ganz gutem Einklange. Danske Vidensk. Selsk. Forh. Kopenhagen 1886. S. 85—108.

[1]) Glaisher, Account of Met. and Physical observations in Ballon Ascents. Report British Association 1862—1866. 28 Ballonaufstiege zu grossen Höhen zwischen 1862 und 1866. Grösste Höhe am 5. September 1862, soweit Beobachtungen reichen (Luftdruck 247.7 mm, Temperatur zu — 40° genommen), 8600 m. Leider sind die meisten Temperaturablesungen wegen ungenügendem Schutz gegen Strahlung unbrauchbar. R. Assmann und A. Berson, Wissenschaftliche Luftfahrten. 3 Quartbände. Braunschweig 1900. Das Hauptwerk über die physikalische Erforschung der höheren Luftschichten. Wissenschaftliche Bearbeitung und Diskussion von 75 Ballonfahrten. Grösste (von Dr. Berson) erreichte Höhe (4. Dezember 1894) 9155 m, Temperatur —47.9°. Ausführliches Referat darüber von mir in „Geograph. Zeitschrift." Febr. 1901. — Die einzigen verwendbaren älteren Ballonbeobachtungen sind die von John Welsh im Jahre 1852. Welsh hat schon ventilierte Thermometer abgelesen und so richtige Temperaturen erhalten. An account of Met. Observ. in four Ballon Ascents (1852). Philosoph. Transactions 1853. S. 311—346.

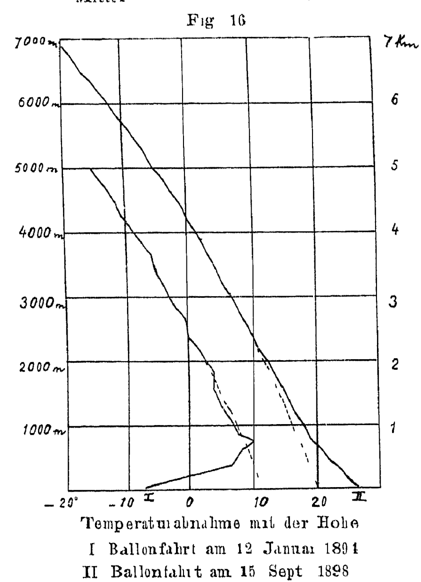
[2]) Die ersten Ergebnisse dieser Beobachtungen, die zumeist bis zu 4000 engl. Fuss (1220 m), in einigen Fällen auch bis 8000 Fuss (2440 m) reichen, 3835 an der Zahl, erhalten bei 1217 Aufstiegen, sind publiziert worden als Bulletin F. unter dem Titel: Vertical Gradients of Temperature, Humidity, and Wind Direction. A preliminary Report of the Kite Observations of 1898. By H. C. Frankenfield. Washington 1899. Auszüge von Cleveland Abbe in Monthly Weather Review. Vol XXVII. S. 413. Sept. 1899.

überschritten 7 die Höhe von 14 km, 24 die Höhe von 13 km, 53 erreichten 9 km. Im November 1900 konnte er schon über 240 Aufstiege berichten. Derart verdanken wir den grösseren Teil unserer jetzigen Kenntnisse der Temperaturverhältnisse sehr hoher Luftschichten Teisserenc de Bort, namentlich das, was wir von der jährlichen Temperaturvariation in grossen Höhen der Atmosphäre gegenwärtig mutmassen können [1].

1. **Mittlere Temperaturen der Atmosphäre zwischen 3 und 10 km Seehöhe.** Die erste Reihe der folgenden Temperaturen beruht auf den von Teisserenc de Bort bis August 1899 erzielten Messungen [2], die zweite habe ich abgeleitet aus allen mir zugänglichen neueren Ballonfahrten zu grossen Höhen [3].

Seehöhe in km	3	4	5	6	7	8	9	10
Temperaturreihe a	−4	−9	−16	−21	−29	−38	(−44)	−51
Temperaturreihe b	−7	−11	−16	−26	−33	−40	−47	−55
Mittel	−5	−10	−16	−23	−31	−39	−46	−53

Fig. 16.



Temperaturabnahme mit der Höhe.
I Ballonfahrt am 12. Januar 1891.
II Ballonfahrt am 15. Sept. 1898.

Diese Mitteltemperaturen sind aus mehrfachen Gründen nur als erste Annäherungen an die wirklichen Verhältnisse zu betrachten, aber ihre Übereinstimmung spricht sehr zu ihren Gunsten. Sie geben uns die ersten einigermassen verlässlichen Anhaltspunkte zur Beurteilung der Temperatur sehr hoher Luftschichten, von denen die Glaisher'schen Beobachtungen ganz irrige Vorstellungen verbreitet haben [4].

Die beiden Haupttypen der Wärmeabnahme mit der Höhe, jene des Winters, wo der Boden abkühlend wirkt und oft Temperaturumkehr eintritt, und jene des Sommers, wo vom erwärmten Boden her aufsteigende Luftmassen eine rasche mehr oder minder gleichmässige Wärmeabnahme auch in den untersten Schichten bewirken, veranschaulicht das nebenstehende Diagramm [5].

---

1) L. Teisserenc de Bort, Sur la température et ses variations dans l'atmosphère libre d'après les observations de quatre-vingt-dix Ballons sondes. Compt. Rend. Aug. 1899. — Etude sur la temp. et ses variations dans l'atmosphère libre. Annales du Bureau Central. Mémoires de 1897 etc. — Variation saisonière de la temp. à divers hauteurs dans l'atmosphère libre. Compt. R. 26 Nov. 1900. S. mein Referat in Met. Z. 1901. Januarheft.

2) Die neueren bis Herbst 1900 sind leider in der früher citierten Mitteilung noch nicht veröffentlicht.

3) Cl. Abbe in Monthly Weather Review Sept. 1899. Hergesell in Met. Z. 1900. S. 1. Ergebnisse der internationalen Ballonfahrten und das grosse Berliner Ballonwerk. Leider sind die älteren Temperaturbeobachtungen von Glaisher nicht direkt zu verwenden, da wegen unterlassener Ventilation der Thermometer die abgelesenen Temperaturen meist zu hoch sind, und eine bezügliche kritische Sichtung derselben noch aussteht. Es ist das grosse Verdienst von R. Assmann in Berlin, diese Fehlerquelle bei den älteren Beobachtungen im Ballon erkannt und durch sein ventiliertes Thermometer beseitigt zu haben. Seit der Anwendung desselben treten die wissenschaftlichen Ballonaufstiege in eine neue Ära.

4) S. darüber Assmann im I. Bande der Wissenschaftlichen Luftfahrten.

5) Am 12. Januar herrschte an der Erdoberfläche eine Temperatur von −6°, in 400 m wurde +6.3 angetroffen, in 710 m 9.0. Die Temperatur stieg dann noch bis 10°, erst in 3.7 km sank sie wieder auf −6.3. Reiner Himmel. Wind SE. Barometermaximum über Russland. Am 15. September 1898 Fahrt von London aus, in einem Barometermaximum bei heissem Wetter.

Dr. Berson giebt (in „Wissenschaftliche Luftfahrten.“ B. III) folgende Tabelle:

Höhe in km	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Zahl d. Beobachtung.	56	56	50	40	32	20	11	5	4	1
Temperatur	10.1	5.4	0.5	—5.0	—10.3	—16.6	—24.2	—29.4	—38.3	—46.4
Teisserenc de Bort	9	5	0	—4	— 9	—16	—21	—29	—38	(—44.5)

Berson hat nur die Berliner Fahrten berücksichtigt, während meine Zahlen auch noch auf neueren Beobachtungen basieren.[1])

Die Übereinstimmung dieser Temperaturreihen ist bei der relativ geringen Anzahl der Beobachtungen höchst bemerkenswert. Aus den Berliner Ballonfahrten ergeben sich folgende Zahlen für die Wärmeabnahme mit der Höhe:

0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8	8—9 km
Temperaturabnahme pro 100 m								
.50	.50	.54	.53	.64	.69	.68	.72	.90

Mittel bis 9 km 0.63.

Die langsame Wärmeabnahme in den unteren Schichten ist eine Folge der öfteren „Temperaturumkehrungen“ bei den Fahrten im Winter, die bei der Wärmeabnahme im Gebirge schon erörtert worden sind. Bei den Fahrten zur Nachtzeit und am frühen Morgen giebt es auch in der wärmeren Jahreszeit noch Temperaturumkehrungen in den untersten Schichten. Die Verlangsamung der Wärmeabnahme zwischen 3 und 4 km Seehöhe entspricht der Höhenschicht, in der die häufigsten Kondensationen des Wasserdampfes stattfinden, wobei die Wärmeabnahme der aufsteigenden Luftmassen infolge der freiwerdenden latenten Dampfwärme vermindert wird.[2])

Die Mittelzahlen aus den Reihen a und b geben folgende Werte der Wärmeabnahme mit der Höhe:

Höhenintervall	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8	8—9	9—10 km
Temperaturabnahme pro 100 m	0.5	0.6	0.7	0.8	0.8	0.7	0.7

Das Mittel für die grösseren Höhen über dem gewöhnlichen Kondensationsniveau (oberhalb 4 km) ist nahe 0·7° pro 100 m, und nähert sich also beträchtlich der theoretischen Wärmeabnahme für trockene Luftmassen, die aufsteigen oder herabsinken (also 1° pro 100 m). Da die Temperatur in Höhen über 4—5 km nur sehr wenig Wasserdampf mehr enthalten kann, so müssen, falls lebhafte vertikale Bewegungen oberhalb derselben vorkommen, die Temperaturänderungen sich dieser Grenze nähern.[3])

Die niedrigsten Temperaturen, die man bisher in den grössten Höhen der Atmosphäre gefunden hat, liegen noch unter —70°. Da die rasch in die Höhe geführten Thermometer der Ballons sondes meist keine Zeit haben, die Temperatur der Umgebung anzunehmen und die deshalb nötige Korrektion etwas unsicher bleibt, so ist die Genauigkeit der Temperaturangaben (sowie jene der Höhenangaben) der Registrierinstrumente der unbemannten Ballons nicht sehr gross.[4])

2. **Die jährlichen und die unregelmässigen Änderungen der Temperatur in grossen Höhen der Atmosphäre.** Eines der bemerkenswertesten und am meisten unerwarteten Resultate der jetzt zahlreicheren Temperaturmessungen in grossen Höhen ist die erhebliche jährliche Periode der Temperatur daselbst, und die sehr grossen unregelmässigen Schwankungen von Tag zu Tag, die allerdings viel weniger unerwartet kommen.

Auf Grund der erheblichen Abnahme der Jahresschwankung der Temperatur mit der Höhe an den meteorologischen Stationen auf Berggipfeln, nicht minder auch aus den Beobachtungen bei einzelnen Hochfahrten mit Ballons hatte man

---

Die Skala der Diagramme ist so gewählt, dass bei adiabetischer Temperaturabnahme mit der Höhe (1° pro 100 m) die Temperaturabnahme mit der Höhe als eine Gerade erscheint, die mit der Abscissenachse einen Winkel von 45° bildet. Die obigen beiden Diagramme sind dem grossen Berliner Ballonwerk entnommen.

[1]) Hauptsächlich mit Beiziehung von Hergesells Abhandlung in Met. Z. 1900. S. 1.

[2]) Die Theorie siehe im Anhang: Temperaturänderungen in aufsteigenden Luftmassen.

[3]) In sehr grossen Höhen bei 10 km muss aber auch die Wärmeleitung der Luft schon eine merkliche Rolle spielen in der Richtung eines Temperaturausgleiches, worauf Maurer zuerst aufmerksam gemacht hat. Die Temperaturleitungsfähigkeit der Luft ist daselbst schon nahe gleich jener des Kupfers.

[4]) Man sehe darüber Cleveland Abbe an citierter Stelle, S. 416 etc., und Hergesell, Met. Z. 1900. S. 8 etc. — Der am 8. Juni 1898 von Trappes bei Paris losgelassene Ballon registrierte in 13200 m — 72° korr. (4 h am).

geschlossen, dass in grossen Seehöhen, über 9 km, die Jahresschwankung der Temperatur schon fast unmerklich wird.

So ergaben z. B. einige der Berliner Hochfahrten:

Höhe in km	4	5	6	7	8
14. März 1893	—12.3	—19.2	—27.4	—	—
19. Sept. 1893	—14.9	—20.5	—24.5	—	—
11. Mai 1894	—10.5	—17.0	—23.0	—31.0	—34.0[1]
6. August 1894	—12.5	—18.8	—25.3	—	—
4. Dez. 1894	— 9.5	—15.9	—25.5	—29.9	—38.9 (in 9150 m —47.9°)

Diese Beobachtungen schienen zu dem Schlusse zu berechtigen, dass in grossen Höhen schon wenige Stichproben ausreichen, um von den Temperaturzuständen daselbst eine zutreffende Vorstellung zu bekommen. Man hatte ja im Mai und im Dezember in den Höhen von 5 bis 8 km fast ganz übereinstimmende Temperaturen gefunden. Supans Vermutung, dass die geringe Zahl der Beobachtungen noch zur Vorsicht auffordere, hat sich aber als berechtigt erwiesen.[2]

Die internationalen simultanen Ballonfahrten haben ergeben, dass auch in sehr grossen Höhen im gleichen Niveau gleichzeitig sehr grosse Temperaturunterschiede vorkommen können[3] und Léon Teisserenc de Bort verdanken wir Beobachtungen, welche auch eine erhebliche jährliche Periode der Temperatur in grossen Höhen sehr wahrscheinlich machen.

Wenn man die Veränderlichkeit der Temperatur in den verschiedenen Höhen derart berechnet, dass man die jeweiligen Abweichungen von dem Mittel aller Beobachtungen in gleicher Höhe bildet und deren Mittel nimmt ohne Rücksicht auf das Vorzeichen, so findet man, dass diese mittleren Abweichungen bis hinauf zu 9 km Höhe fast konstant bleiben.

Mittlere Abweichungen (Veränderlichkeit der Temperatur) in verschiedenen Seehöhen nach 80 Ballonbeobachtungen (Teisserenc de Bort).

Höhe in km	Erde	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Veränderlichkeit	5.5	5.2	5.6	6.1	6.4	6.3	6.6	6.4	6.0	5.6°

Eine Abnahme der Veränderlichkeit der Temperatur mit der Höhe ist also nicht zu bemerken.

Für den jährlichen Gang der Temperatur in grösseren Höhen der freien Atmosphäre liefern die Berliner Ballonbeobachtungen folgende Zahlen:

Temperatur der Atmosphäre über Norddeutschland.

Seehöhe	Erdoberfl.[4]	1000	2000	3000	4000 m	Mittel
Winter	0.3	—0.6	—5.1	—10.8	—14.6	—6.2
Frühling	8.7	2.5	—2.1	— 8.6	—14.5	—3.3
Sommer	18.4	11.0	5.3	0.9	— 5.0	6.1
Herbst	9.3	5.4	1.6	— 2.6	— 7.1	1.2

Obgleich die Zahl der Beobachtungen, aus denen diese Mittel abgeleitet sind, noch zu geringfügig ist, um dieselben als wahre Mittelwerte der Temperatur in diesen Höhen ansehen zu dürfen, so zeigen sie doch die entschiedene Verspätung des Eintrittes der grössten Kälte gegen den Frühling hin. Die Atmosphäre ist im Frühling noch relativ sehr kalt gegen die Temperaturzunahme an der Erdoberfläche, im Herbst dagegen noch relativ sehr warm, was auf den Charakter der Witterung zu diesen Jahreszeiten von grossem Einflusse ist.

Ein kleiner Vergleich der Temperatur der freien Atmosphäre über Norddeutschland mit jener in gleicher Höhe auf einem Berggipfel der Nordalpen kann dienlich sein, zu zeigen, dass die Unterschiede nicht erheblich sind.

Temperatur in 3000 m Seehöhe.

	Februar	April	August	Oktober	Jahr
Temperatur der freien Atmosphäre	—12.0	—8.7	1.4	—2.0	—5.3
Temperatur auf einem Tauerngipfel[5]	—12.2	—7.6	1.8	—4.3	—5.7

Der bedeutendste Unterschied liegt in der niedrigen Temperatur des Frühlings und der hohen Temperatur des Herbstes in der freien Atmosphäre gegenüber jener auf dem Berggipfel.

[1] Auch in dem heissen September 1898 wurde von Berson über London in 8300 m — 34° gefunden, unten herrschte eine Temperatur von 26°.

[2] Pet. Geogr. Mitteilungen. Jan. 1899. Temperaturabnahme in der freien Atmosphäre.

[3] Hergesell, Ergebnisse der internationalen Ballonfahrten. Met. Z. 1900. S. 11 u. 15.

[4] Mittel für die Tage der Ballonaufstiege.

[5] Nach den Beobachtungen auf dem Sonnblick in 3100 m.

Die von Teisserenc de Bort erlangten zahlreichen Temperaturmessungen in sehr grossen Höhen der Atmosphäre gestatten auch den jährlichen Gang der Temperatur daselbst genähert abzuleiten. Die folgenden Zahlen können dazu dienen, davon ein Vorstellung zu geben.

Jährlicher Gang der Temperatur in der Atmosphäre.

Seehöhe	Minimum	Maximum	Schwankung	Mittel
3 km	—11.2 Febr.	2.2 Aug.	13.4	— 4.5
5 km	—20.8 März	— 7.6 „	13.2	—14.2
10 km	—52.9 „	—43.9 „	9.0	—48.1

Eine Abnahme der Jahresschwankung der Temperatur ist in diesen Zahlen (an der Erdoberfläche zu Paris beträgt dieselbe 16·0°) wohl zu bemerken, aber der Betrag derselben von 9° noch in 10 km ist doch unerwartet.

Teisserenc de Bort hat auch aus ca. 240 Ballonaufstiegen mit Registrierthermometern die Höhenlage der Isothermen von 0°, —20°, —40° und —50° angenähert ermittelt. Hier sollen wieder nur die extremen Werte und die mittlere Höhe Platz finden.

Seehöhe (in Kilometern) verschiedener Isothermenflächen in der Atmosphäre.

	Minimum	Maximum	Mittel	Schwankung
0°	0.3 Febr.	3.4 Aug.	1.85	3.1[1]
—20°	4.8 „	7.0 „	5.8	2.2
—40°	7.8 „	9.5 „	8.6	1.7
—50°	9.0 März	11.0 „ u. Sept.	10.0	2.0

Die Jahresschwankung der Höhenlage der Isothermen nimmt mit der Höhe regelmässig ab, nur die letzte Isotherme macht eine Ausnahme, sicherlich infolge der noch nicht ausreichenden Zahl der Beobachtungen.

Die Isothermenfläche von —40° findet man zuweilen schon in 6 km Abstand von der Erdoberfläche, gewöhnlich erst in 9 km; die Temperatur von —50° wurde nie unterhalb 8 km angetroffen, im September 1898 wurde sie erst in 12 km gefunden, ebenso im Juli 1899. Die Variationen der Höhenlage sind in kurzer Zeit oft sehr bedeutend. So fand sich die Temperatur von —40° am 14. März 1899 in 8500 m und 10 Tage später am 24. März schon in 6600 m.

Ein allgemeines Ergebnis dieser neueren Temperaturmessungen in sehr grossen Höhen ist, dass die isothermen Flächen vom Äquator gegen die höheren Breiten sich viel steiler senken, als man bisher angenommen hat. Dieses Resultat ist für die „dynamische Meteorologie" und die Theorie der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre von Wichtigkeit. Am Äquator herrscht in 6 km Seehöhe das ganze Jahr hindurch ungefähr eine mittlere Temperatur von ca. — 6°. Dieselbe dürfte dort mit der Höhe kaum rascher als im Verhältnis von 0·6 pro 100 m abnehmen, so dass in 10 km Seehöhe eine mittlere Temperatur von —30° angenommen werden dürfte. Unter 48° herrscht in 6 km eine Temperatur von ca. — 20° im Mittel und in 10 km von — 48°, das Temperaturgefälle von dem Äquator bis 48° beträgt demnach in diesen Niveaus ungefähr 14° und 18° in Jahresmittel, und steigert sich im Winter auf 22° und darüber.

Ein anderes allgemein wichtiges Ergebnis ist die Erkenntnis, dass die grossen atmosphärischen Störungen noch in 9 und 10 km Seehöhe beiläufig dieselben Temperaturvariationen erzeugen, wie nahe der Erdoberfläche. Aufsteigende und niedersinkende Luftbewegungen und die damit verbundenen dynamischen Erkaltungen und Erwärmungen, sowie die Wirkungen der Wärmeausstrahlung in den oberen dünnen und wohl oft sehr diathermanen Luftschichten, bewirken grosse Temperaturschwankungen, die aber bei der niedrigen Temperatur und der selber entsprechenden Lufttrockenheit dieser Höhen von keinen erheblichen Kondensationsvorgängen und deren Folgen begleitet sind.

[1] Aus den Berliner Ballonfahrten genommen.

3 Theoretische Betrachtungen uber die vertikale Temperaturverteilung in der Atmosphare Wir haben im allgemeinen drei Hohenzonen in der Atmosphare zu unterscheiden, in denen die Warmeanderung mit der Hohe von verschiedenen Ursachen bedingt wird

Die erste Schicht erstreckt sich je nach der Jahreszeit und geographischen Breite bis zu 800 oder 1500 m und daruber In dieser erfolgt die Erwarmung direkt von unten durch die tagliche aufsteigende Luftbewegung, ohne dass haufigere Kondensationen des Wasserdampfes eintreten Die Luft bleibt im Trockenstadium Sie kuhlt dabei um nahe 1° pro 100 m ab, dieses Mass wird aber in Wirklichkeit nur in den unteren Schichten, nur bei Tage und im Sommerhalbjahr erreicht (s S 123). Im Winter und in der Nacht bewirkt die Warmeausstrahlung des Bodens haufige „Temperaturumkehrungen“, so dass im Mittel in den untersten Schichten die Warmeabnahme stark verlangsamt wird Absteigende Luftbewegungen und die damit verbundenen Erwarmungen spielen nahe dem Erdboden keine merkliche Rolle Die Ballon- und Drachenbeobachtungen lassen uns im Stiche, wenn es sich um die mittlere Warmeabnahme im wahren Tagesmittel und im Mittel aller Witterungszustande handelt Nur die Beobachtungen auf dem Eiffelturm geben uns daruber bis zu 300 m Abstand vom Boden Auskunft Dieselben liefern folgende Ergebnisse

Warmeabnahme mit der Hohe pro 100 m

	Winter	Fruhling	Sommer	Herbst	Jahr
Paris (Parc St Maur) bis 123 m	— 12	19	23	— 26	01
Plattform, 123 m, und Spitze, 302 m	27	46	53	34	40
Plattform, 196 m, und Spitze, 302 m	29	47	52	12	43
Paris, 2 m, und Eiffelturm, 302 m	14	10	46	13	28

Die abkuhlende Wirkung des durch Warmeausstrahlung erkalteten Bodens bedingt im Winterhalbjahr eine Warmezunahme bis 123 m Hohe, und eine sehr langsame Warmeabnahme im Sommerhalbjahr. Zwischen 123 und 302 m ist die mittlere Warmeabnahme auch im Sommerhalbjahr noch immer gering, wegen der nachtlich auch noch in diesem Niveau eintretenden Temperaturumkehr Die Ballon- und Drachenbeobachtungen bei Tage geben uns also noch keine richtige Vorstellung von der mittleren Warmeabnahme in den untersten Schichten, sie liefern eine zu rasche Warmeabnahme, weil sie nur bei besserem Wetter und (Drachen) bei starkerer Luftbewegung angestellt werden [1])

Die zweite Schicht ist jene, in welcher die Kondensation des Wasserdampfes am haufigsten auftritt. Ihre Hohe variiert mit der Jahreszeit und der geographischen Breite In dieser Schicht, dem durchschnittlichen Wolkenniveau, ist die Warmeabnahme verlangsamt durch die bei der Kondensation frei werdende Dampfwarme.[2]) Bei je hoherer Temperatur die Kondensation erfolgt, um so mehr wird die Temperaturabnahme der aufsteigenden feuchten Luft verlangsamt, weil fur gleiches Aufsteigen grossere Dampfmengen kondensiert werden. Je hoher die Luft aufsteigt, desto dampfarmer wird sie, desto geringer die Kondensationswarme, bis in den sehr hohen Schichten sich die Warmeabnahme jener in trockener Luft immer mehr nahert In dieser Schicht bestimmen nur die grosseren atmospharischen Storungen die Temperaturanderung mit der Hohe, nicht mehr die tagliche Erwarmung von unten, sondern die aufsteigenden und niedersinkenden Luftbewegungen in den Cyklonen

---

[1]) Die gerade im Herbst am starksten auftretende Temperaturumkehr bis 123 m beruht auf der grosseren Luftruhe dieser Jahreszeit, im Winter lasst sie die starkere Luftbewegung seltener zu stande kommen

[2]) Sehr schön zeigen dies auch die vier Tafeln zu der Abhandlung von J Welsh Bei jeder der vier Fahrten tritt in einem mittleren Niveau eine Unterbrechung der rascheren Wärmeabnahme ein, die Temperatur bleibt 2—3000 engl Fuss fast konstant, daruber setzt sich dann die rasche Warmeabnahme wieder fort

und Anticyklonen. Man sollte meinen, dass die mittlere Wärmeabnahme in diesen Schichten dem Mittel aus jenen im aufsteigenden und im niedersinkenden Aste der vertikalen Luftzirkulation entsprechen müsste. Sie scheint aber durchschnittlich erheblich langsamer zu sein. Es spielen eben auch die horizontalen Luftströmungen und die damit verschiedenen Wärmetransporte eine grosse Rolle. Dann müssen, wie v. Bezold hervorhebt, jene Vorgänge, welche einem stabilen vertikalen Temperaturgleichgewicht entsprechen (die also mit langsamer Wärmeabnahme verbunden sind), naturgemäss durchschnittlich häufiger sein, als jene, welche einer raschen Wärmeabnahme entsprechen, die einen labilen Gleichgewichtszustand hervorrufen, der ja eine obere Grenze darstellt.[1]) Die Wärmeänderung mit der Höhe ist deshalb in diesem Niveau kleiner, als sie sein würde, wenn sie nur von aufsteigenden feuchten und herabsinkenden (relativ) trockenen Luftmassen bedingt wäre. Die Temperaturverteilung entspricht mehr einem stabilen Gleichgewichtszustand (s. darüber im Anhang die Theorie der vertikalen Temperaturverteilung).

Die dritte Schicht endlich ist jene, in welcher wegen der niedrigen Temperatur und dementsprechenden sehr geringem Dampfgehalt der Luft die Kondensationswärme fast keine Rolle mehr spielt. Dies ist oberhalb 6 km Höhe wohl zumeist schon der Fall, denn bei -22^0 enthält der Kubikmeter Luft noch etwa 0·8 Gramm Wasserdampf und kondensiert bei Abkühlung um 1^0 nur noch etwa 0·07 Gramm. Die Wärmeabnahme in aufsteigenden und niedersinkenden Luftmassen wird deshalb gleich oder nahe 1^0 pro 100 m. Da die neueren Ballonfahrten in der That in Höhen über 6—8 km eine Wärmeabnahme von $0{\cdot}8-0{\cdot}9^0$ pro 100 m ergeben haben, so beweist dies, dass in diesen Höhen die vertikalen Luftbewegungen sehr häufig sein müssen, indem sie die Temperatur dieser hohen Schichten nahezu bestimmen. Es ist dies ein wichtiges Ergebnis der neueren Ballonfahrten, nach den älteren von Glaisher hat man das Gegenteil annehmen müssen, also einen sehr stabilen vertikalen Gleichgewichtszustand in diesen Höhen. Wahrscheinlich ist in unseren Breiten, in welchen die Ballonfahrten gemacht worden sind, die Luft zumeist in einer herabsinkenden Bewegung.[2])

---

[1]) Zur Thermodynamik der Atmosphäre. V. Sitzungsberichte d. Berliner Akad. 1900. XX, April. Bezold fasst seine theoretischen Deduktionen in folgenden Sätzen zusammen: Die Expansion (feuchter Luft) vermindert durch die sie begleitende Kondensation die Abkühlung der mittleren Schichten, die derselben (beim Wiederherabsinken der Luft) nachfolgende Kompression erwärmt die ganze unterhalb gelegene Atmosphäre. Die Einstrahlung vom Erdboden bildet zwar die Hauptwärmequelle für die gesamte Atmosphäre, wird jedoch, sofern es sich um relative Temperaturverteilung in den Vertikalen handelt, von der Ausstrahlung überkompensiert (aber nur in den untersten Schichten).

Diese Gruppen von Vorgängen drücken gemeinschaftlich die Temperaturabnahme mit der Höhe in den unteren und mittleren Schichten unter jene Grenze herab, die der Adiabate trockener Luft (Wärmeabnahme 1^0 pro 100 m) entspricht und vergrössern die Stabilität in der Vertikalen. Erst in sehr hohen Schichten treten diese Einflüsse zurück und nähert sich die Temperaturabnahme jener der Adiabate trockener Luft.

[2]) Besondere Anführung verdient noch die folgende Zusammenfassung der Ergebnisse zahlreicher Drachenaufstiege vom Blue Hill durch Helm Clayton in Bezug auf die vertikale Temperaturverteilung bis zu etwa 3 Kilometer.

Die Atmosphäre zerfällt in vertikaler Richtung in scharf getrennte übereinander liegende Schichten mit umgekehrten Temperaturgradienten. Jede Schicht ist potentiell wärmer als die unterhalb liegende, d. h. die Luft derselben würde, in dieselbe hinabgebracht, durch Kompression wärmer werden, als die Luft der unteren Schicht. Es giebt gewöhnlich zwei, zuweilen auch drei solcher Schichten zwischen dem Boden und 3 km Abstand von demselben. Die Grenzen dieser Schichten sind Regionen scharfen Kontrastes in vertikaler Richtung in Bezug auf Temperatur und Feuchtigkeit (absolut und relativ) und zuweilen auch in Beziehung auf die Luftströmungen. Diese Grenzregionen sind auch Regionen maximaler Windstärke und Wolkenbildung.

II. Buch.

Der Luftdruck.

Erstes Kapitel

Allgemeines.

A. Luftdruck, Begriff desselben. Die Luft übt als ausdehnsam-flüssiger Körper auf alle in ihr befindlichen Gegenstände einen Druck aus, der jenem gleich ist, dem sie selbst ausgesetzt ist. In der Erdatmosphäre steht jede Luftschicht unter einem Drucke, der im Ruhezustande der Atmosphäre gleich ist dem Gewichte der in vertikaler Richtung über ihr lagernden Luftschichten. Der Luftdruck auf eine bestimmte horizontale Fläche ist deshalb gleich dem Gewichte der darüber ruhenden Luftsäule. Die Luft wird durch diesen Druck soweit zusammengedrückt, dass ihre Spannkraft demselben das Gleichgewicht hält, und sie durch ihre Expansivkraft gerade ihr Volum behaupten kann. Der Luftdruck und die Spannkraft der Luft sind also dasselbe, und im Ruhezustande sind dieselben in der Atmosphäre auch gleich der Pressung durch die darüber lagernden Luftschichten, d. i. gleich dem Gewichte derselben.

Wenn wir den Luftdruck an irgend einer Stelle der Atmosphäre messen, so messen wir damit im allgemeinen auch das Gewicht der über diesem Orte lagernden Luftschichten [1]). Doch ist dies nicht jederzeit und in allen Fällen richtig, wenngleich die Unterschiede zwischen dem Luftgewicht und der Spannkraft der Luft an einem Orte stets sehr gering bleiben, wegen der ausserordentlich leichten Beweglichkeit der Luft und der raschen Ausgleichung der örtlichen Druckdifferenzen in derselben. Wird z. B. die Luft an einer Stelle sehr rasch erwärmt, so nimmt ihre Spannkraft zu, und dieselbe kann eine Weile grösser sein, als der äussere Druck (entsprechend dem darüber lagernden Luftgewicht), bis das Luftvolum durch Ausdehnung sich wieder demselben angepasst hat. Umgekehrt könnte rasche lokale Kondensation des Wasserdampfes den Luftdruck lokal erniedrigen durch den Wegfall der Expansivkraft des Dampfes, der vorher zur Spannkraft der Luft einen Teil beigetragen hat. Bei der raschen Ausgleichung der Druckunterschiede auf nicht zu grosse Entfernungen hin können derartige lokale Steigerungen oder Verminderungen der Expansivkraft der Luft nur rasch vorübergehende und geringe Druckänderungen bewirken.

Die in der Luft suspendierten schweren Teilchen, von welchen wohl allerdings nur die feinen Wassertröpfchen der Wolken wirklich in Betracht kommen können (in Wüsten auch suspendierter Sand und Staub), vergrössern das spezifische Gewicht der Luft und damit den Luftdruck. Einen erheblichen Einfluss auf denselben können die Wolkenteilchen aber doch nicht haben. Wenn wir neueren Messungen entsprechend annehmen, dass eine schwere Haufenwolke im Kubikmeter etwa 5 gr

[1]) Aber nicht genau die Masse derselben, wegen der Abnahme der Schwere mit der Höhe.

Wasserteilchen enthält und einer solchen Wolke eine Mächtigkeit von 1000 m geben, so ist das Gewicht der Wassertröpfchen doch nur 5 kg pro Quadratmeter, d. i. 1 : 2070 des Luftdruckes, also noch nicht 0.4 mm am Barometer. Selbst die dichtesten Wolken werden demnach den Luftdruck wenig erhöhen.[1])

Ist die Atmosphäre nicht im Gleichgewichtszustande, sind die Luftschichten mehr oder minder stark bewegt, so können desgleichen Luftdruckänderungen eintreten, welche nicht mit Änderungen in den drückenden Luftmassen oder dem Luftgewichte verwechselt werden dürfen. Sind die über einem Orte lagernden Luftschichten in beschleunigter aufsteigender Bewegung gegen die Richtung der Schwerkraft begriffen, so wird ihr scheinbares Gewicht, der Druck gegen die Unterlage, vermindert, umgekehrt bei herabsinkenden Luftbewegungen vermehrt. Der Luftdruck würde in dem einen Falle im Verhältnis zur Geschwindigkeit der aufsteigenden Luftbewegung sinken, im andern Falle steigen. Es ist aber leicht einzusehen, dass eine allgemein aufsteigende und niedersinkende Luftbewegung von merklicher Geschwindigkeit über einer grösseren Fläche nicht eintreten kann, derartige raschere Bewegungen sind nur in Form lokaler Luftwirbel mit vertikaler Achse möglich, über deren Einfluss auf den Luftdruck später berichtet werden wird.

Änderungen der Expansivkraft der Luft in kräftigen Longitudinalschwingungen als Folgen von Explosionen können hier nur eine Erwähnung finden. Die Explosionswellen bei der Eruption des Krakatau im August 1883 haben sich in der Atmosphäre um die ganze Erde herum fortgepflanzt und zwar mehrmals, und die Druckänderungen waren gross genug, dass sie noch in Europa und Amerika von den registrierenden Luftdruckmessern aufgezeichnet werden konnten.[2])

B. Messung des Luftdruckes. Dazu dienen Instrumente sehr verschiedener Konstruktion.

1. Das genaueste und üblichste derselben ist das Quecksilberbarometer, dessen Konstruktion aus der Physik bekannt ist.[3]) Die Höhe der in einem luftleeren Glasrohr vom Luftdruck getragenen Quecksilbersäule wird als Mass desselben benützt. Das Gewicht der Quecksilbersäule entspricht dem drückenden Luftgewichte (unter den obigen Vorbehalten), dem es eben das Gleichgewicht hält. Da aber die Höhe dieser Säule (bei konstant bleibendem Gewichte) von der Temperatur des Quecksilbers abhängig ist, muss diese Höhe stets auf die gleiche Temperatur

---

[1]) „Ist eine Flüssigkeit gleichförmig mit fein verteilten, spezifisch schwereren Körperchen erfüllt, so üben letztere, weil durch die Bewegungswiderstände am Fallen gehindert, einen nach unten stetig zunehmenden Druck auf die Flüssigkeit aus, der sich in der Angabe des Aräometers äussert; sind sie nur zum Teil gehindert, so wird der Druck kleiner — die Geschwindigkeit des Fallens ist ohne Einfluss, nur die Gleichförmigkeit (Fehlen der Beschleunigung) des Fallens ist wichtig. — Schweben die Teilchen, ohne zu fallen, so äussern sie ihren ganzen Druck, wirken auf das spezifische Gewicht, als wären sie in Lösung." — E. Mach und C. Bondy, Über Flüssigkeiten, welche suspendierte Körperchen enthalten. Pogg. Annalen. 1865. B. 126. S. 314 u. 324. Zu ganz gleichen Ergebnissen ist ohne Kenntnis dieser Arbeiten F. A. Forel gelangt. Seine Versuche und die theoretischen Betrachtungen von Ch. Dufour führten zu gleichen Sätzen. Le Ravin sous lacustre du Rhone. Bull. de la Soc. Vaudoise des Sciences nat. B. XXIII. 1887.

[2]) Siehe Zeitschrift f. Met. XIX. 1884. S. 97. Scott, Die Krakatau-Luftwelle. Ferner: Met. Z. B. XXIV. 1889. S. 332 etc. Bei der Explosion eines Pulverturmes in Rom (23. April 1891) zeigte der Barograph zu Monte Cavo in 22 km Entfernung noch Wellen mit 1.5 mm Amplitude (3 mm ganze Schwankung), in Rom selbst betrug die ganze Schwankung über 20 mm. Met. Z. 1891. S. 240.

[3]) Über die Erfindung des Quecksilberbarometers siehe G. Hellmann, „Neudrucke." Nr. 7. E. Torricelli, Esperienza dell' Argento Vivo. Berlin 1897. Asher, und Hellmann in Met. Z. B. XXIX. 1894. S. 445. Schon im Jahre 1644 erkannte Torricelli, dass der von ihm angegebene Versuch (zuerst ausgeführt von Viviani 1643) auch ein Mittel darbiete, die Änderungen des Luftdruckes zu messen. Die Bezeichnung Barometer rührt von R. Boyle her (1666). Die ersten regelmässigen Barometerbeobachtungen scheinen in Italien gemacht worden zu sein, erhalten sind solche seit 1654; in England hat schon Robert Boyle 1659 das Barometer regelmässig beobachtet (Hellmann).

reduziert werden, wenn man genaue und vergleichbare Luftdruckangaben erhalten will Auch die Ausdehnung des Massstabes, mittelst dessen die Lange der Quecksilbersaule gemessen wird, kommt dabei zugleich in Betracht Man reduziert die Barometerstände deshalb auf den Gefrierpunkt des Wassers [1])

Aber auch die Verschiedenheiten der Schwerkraft unter verschiedenen Breiten und in verschiedenen Hohen über der Erdoberflache beeinflussen die Hohe der Quecksilbersaule im Barometer, resp das Gewicht derselben, an den Polen entspricht eine um 4 mm kurzere Quecksilbersaule gleichem Luftdruck am Äquator Man muss deshalb die Barometerstande, die mit dem Quecksilberbarometer gemessen werden, auch auf die gleiche Intensitat der Schwerkraft reduzieren Als normale Schwerkraft nimmt man die Schwere unter 45° Breite im Meeresniveau an [2])

---

[1]) Tafeln zur bequemen Reduktion der Quecksilberbarometer findet man in allen Anleitungen zu meteorologischen Beobachtungen und in den Tafeln fur praktische physikalische und chemische Arbeiten Jelinek, Anleitung II Teil Leipzig, Engelmann. — Hazen, Handbook of Met Tables Washington 1888, auch bei Salle in Berlin — Tables Meteorological and Physical By A Guyot New Ed Smithsonian Misc Collection Nr 538 Internationale meteorologische Tafeln Paris 1890 (die vollständigste Sammlung) etc

Bezeichnet man mit q den Ausdehnungskoëffizienten des Quecksilbers, bei den in Betracht kommenden Temperaturen, d i 0 0001818, mit m jenen des Massstabes (0 0000184 fur Messing, 0 0000092 für Glas), so ist der Korrektionsfaktor (mit hinlanglicher Genauigkeit bis 30°) (q—m) t = 0 000163 t (wenn t die gemeinsame Temperatur von Quecksilber und Messingmassstab)

Die englischen Massstäbe haben ihre normale Länge bei 62° F (nicht beim Gefrierpunkt) Man darf deshalb in englischen Zollen ausgedrückte Barometerstände, die noch nicht auf den Gefrierpunkt reduziert sind, nicht zuerst in Millimeter verwandeln und dann erst auf 0° korrigieren, sondern muss die Temperaturkorrektion vor der Massreduktion vornehmen

Der Reduktionsfaktor fur in englische Zolle geteilte Barometer ist deshalb.

$$q(t-32) - m(t-62),$$

wo fur q und m 5/9 der obigen Werte zu nehmen sind Man erhält so

$$0\ 0000908\,(t-32) + 0\ 000306$$

als Korrektionsfaktor

Z B abgelesen 745 6 m bei 25° Korrektion

745.6 × 0 000163 × 25 = 3 03, korrigierter Luftdruck 745 6 — 3 0 = 742 6 mm

Die Notwendigkeit einer Temperaturkorrektion der Barometerstände ist erst in der zweiten Halfte des 18 Jahrhunderts erkannt und allmählich auch ausgeführt worden De Luc hat sich eine Skala zur Reduktion der Barometerstände hergestellt (Neue Ideen uber die Meteorologie Berlin 1787/88) Die vergleichbaren Luftdruckmessungen gehen daher hinter diese Zeit nicht zurück

[2]) Die Korrektion auf die normale Schwere unter 45° ist 0 00259 cos $2\varphi \cdot b$, wenn b der Barometerstand Man findet dieses Produkt fur die verschiedenen Breiten und die vorkommenden Barometerstande in den erwähnten Tafeln Die Korrektion ist positiv uber 45° Breite, negativ von 45° bis zum Aquator, fur b = 760 mm (dem normalen Druck im Meeresniveau) ist sie z B

Breite	45	50	55	60	65	70	75	80	85	90 +
Korrektion	0 00	0 31	0 67	0 98	1 27	1 51	1 70	1 86	1 91	1 97 mm
Breite	45	40	35	30	25	20	15	10	5	0 —

Man sieht, die Korrektion wird sehr erheblich mit grösserer Entfernung von der mittleren Breite, und ist durchaus nicht zu vernachlässigen Für die Breitenerstreckung von Europa ist dieselbe unter 36° — 0 61, unter 71° + 1 55, die Druckdifferenzen werden daher um 2 16 mm falsch, wenn die Schwerekorrektion unterlassen wird

Die Schwerekorrektion wegen der Abnahme der Schwere mit der Seehohe ist = 0 000 000196 × Barometerstand × mit Hohe (in Meter) Nimmt man für jede Hohe den beiläufigen mittleren Barometerstand in derselben an, so betragt die Korrektion, die stets negativ ist

Höhe in m	500	1000	1500	2000	2500	3000	3500	4000	4500	5000	6000
Korrektion in mm	.07	13	19	23	27	.31	34	36	38	40	42

Auf dem Chimborazo z B (6300 m) ist der wahre Luftdruck um 2 4 mm niedriger, als ihn ein auf 0° reduziertes Quecksilberbarometer angiebt.

Es ist noch nicht allgemein üblich geworden, die Ablesungen am Quecksilberbarometer auf die normale Schwerkraft zu reduzieren Um Irrtümer und eine zweimalige Anbringung der Schwerekorrektion zu vermeiden, ist es deshalb notwendig, die mit der Schwerekorrektion versehenen Barometerstände stets als solche zu bezeichnen

2. Eine andere jetzt vielfach benutzte Art von Barometern sind die Metallbarometer, die aus einer luftverdünnten Metalldose oder einer gekrümmten Metallröhre (Bourdonsche Röhre) bestehen, in welcher die Elastizität der Metalllamellen dem äusseren Luftdruck das Gleichgewicht hält. Bei Änderungen desselben erleiden die Dosen oder Röhren Deformationen, die den Luftdruckänderungen mehr oder weniger genau proportional sind. Die Skalen dieser Instrumente können nur mit Hilfe von Ablesungen am Quecksilberbarometer hergestellt werden und sind im allgemeinen für jedes Instrument verschieden. Da die Elastizität des Metalls keine vollkommene ist, sondern sich mit der Zeit und mit grösseren Druckunterschieden ändert, so sind die Metallbarometer nur bei ständiger Kontrole und Vergleichung mit Quecksilberbarometern zu einigermassen genauen Luftdruckmessungen verwendbar. Zur Beobachtung der kleineren Änderungen des Druckes (am selben Orte) sind sie bequem und ziemlich sicher zu gebrauchen.

Auch die Metallbarometer bedürfen Temperaturkorrektionen, die für jedes Instrument besonders durch Versuche festgestellt werden müssen. Einer Schwerekorrektion bedürfen aber die Aneroidablesungen nicht, weil die Elastizität der Metalllamellen von der Schwere unabhängig ist. Ein genau korrigiertes Metallbarometer, das keiner Standänderung unterworfen wäre, würde am Äquator einen um 2 mm niedrigeren Luftdruck anzeigen, als gleichzeitig ein Quecksilberbarometer, dessen Angaben nur auf den Gefrierpunkt, aber nicht auf die normale Schwerkraft reduziert worden sind.

3. Ein drittes Mittel zur Messung des Druckes der Luft ist die Bestimmung der Siedetemperatur des Wassers. Das Wasser siedet, wenn die Temperatur desselben jene Höhe erreicht hat, bei welcher die Spannkraft des Wasserdampfes dem auf der freien Oberfläche des Wassers lastenden Drucke gleichkommt. Man misst also in diesem Falle den Luftdruck mit dem Thermometer, indem man die Siedetemperatur des Wasser bestimmt. Die zur Messung des Luftdruckes dienenden Thermometer nennt man Thermobarometer. Dieselben sind nichts anderes als Thermometer, welche eine sehr genaue Bestimmung des Siedepunktes gestatten. Man bestimmt aber nicht die Temperatur des Wassers selbst, sondern die des Dampfes über dem siedenden Wasser, wozu besondere Vorrichtungen und Vorsichtsmassregeln nötig sind.

Hat man genaue Tafeln der Spannkräfte des Wasserdampfes bei hohen Temperaturen (etwa zwischen 80 und 100° C.), so kann man denselben die den gemessenen Siedepunkten entsprechenden Luftdrucke (resp. Spannkräfte des Dampfes) unmittelbar entnehmen.[1])

Die Messung des Luftdruckes mit dem Thermobarometer durch Siedepunktbestimmung hat einerseits manche Vorteile, weil das dazu nötige Instrument bequem und leicht unversehrt transportiert und verschickt werden kann, ohne dass seine Angaben darunter leiden. Dieselbe ist daher besonders für Reisende zweckmässig und bequem, namentlich zur Kontrole der Metallbarometer.[2]) Schwer wiegende Nachteile sind die Schwierigkeit einer genauen Siedepunktbestimmung und die benötigte hohe Genauigkeit derselben. Um 100° herum (also beiläufig im Meeresniveau) entspricht einer Änderung des Luftdruckes um 1 mm eine Änderung des Siedepunktes um 0·037° C.; will man also den Druck bis auf 0·1 mm erhalten, so muss man den

[1]) Solche Tafeln findet man in den früher citierten Sammlungen meteorologischer Tabellen. Spezielle Siedepunktstabellen hat Wiebe veröffentlicht: Tafeln über die Spannkräfte des Wasserdampfes zwischen 76° und 101.5°. Braunschweig 1894.

[2]) Mohn und Chree empfehlen die Thermobarometer sogar zur Vergleichung der Normalbarometer.

Siedepunkt bis auf 0 0037, also ca auf $^1/_{300}{}^0$ C. genau bestimmen Es lasst sich das mit verifizierten genauen Thermometeın bei Beachtung aller Vorsichtsmassregeln bei der Bestımmung der Dampftemperatur erreıchen, ist aber nicht jedermanns Sache Zu regelmassigen Luftdruckbeobachtungen wird man die Thermobarometer nicht leicht verwenden wollen [1])

Dıe folgende kleıne Tabelle giebt eine bequeme Übeısıcht der praktisch voıkommenden Siedetempeıaturen und Spannkräfte des Wasserdampfes, d ı der entsprechenden Luftdruckwerte, der benotigten Genauigkeit der Siedetemperaturbestimmungen und der Seehohen, in welcher die betreffenden Siedepunkttemperaturen durchschnıttlich zu erwarten sınd

Sıedetempeıatuı	100		98		96		94		92		90		88		86		84° C
Luftdıuck	760 0		707 3		657 7		611 0		567 1		526 0		487 3		451 0		417 0
Dıffeıenz pıo 1°		26 3		24 8		23 3		21 9		20 6		19 4		18 2		17 0	
Seehohe ın m	1		570		1150		1740		2340		2940		3550		4170		4800

Dıe Bestimmung des Luftdruckes durch den Siedepunkt des Wasseıs ist ebenso, wie jene durch Metallbarometer, von den Variationen der Schwere unabhangig Man hat daher dıese Instrumente geradezu auch zu Messungen der Änderungen der Schwerkraft empfohlen [2]) Mohn zeigt neuerdings, das man mıt dem „Thermohypsometer", d i mittelst Siedepunktbestimmungen, dıe Schwerekorrektıon des Quecksılberbarometers hinlanglıch genau ermıtteln kann, und zwar dıe der wahren ortlichen Schwere, die von der nach der Formel berechneten um einen Betrag abweichen kann, der die Fehleı der Luftdruckbestimmung uberschreitet. [3])

Dıe sog „Normalbarometer" sınd Barometer, welche den absoluten Luftdıuck angeben (nach Anbringung der Tempeıatur- und Schweıekorrektıon an dıe Ablesungen) und keıner weiteren Korrektıon mehr bedurfen, deren Angaben daher alleıorten unmıttelbaı vergleıchbar sınd. Dıe gewohnlıchen Barometer (als Gefäss- und Heberbaıometer unterschıeden) bedurfen eıner Koırektıon fuı die Kapıllardepressıon der Quecksılbeısaule, dıe von dem Querschnıtt der Rohre und der Hohe des Menıskus abhangig ıst (s die Tafel von Delcros beı Schmıd, Lehrbuch S 827), fur das Nıchtzusammenfallen des Nullpunktes deı Skala mıt dem Nıveau des Quecksılbers ım Gefasse, konstante Fehler des Thermometers etc Durch Vergleıche mıt eınem Normalbarometer werden diese Dıfferenzen, welche als konstant betrachtet weıden durfen, ermıttelt, und dıese konstante Koırektıon an dıe Lesungen neben den andeıen Koırektıonen angebracht [4]) Beı den Normalbarometern ıst der Querschnıtt deı Rohıe so gıoss, dass dıe Kapıllardepression entfällt (wodurch allerdıngs dıe Ablesung

---

[1]) Dıe eıngehendste Informatıon uber dıe Methoden der Luftdruckmessung mıt dem Quecksılberbarometer, dem Metallbaıometer (Aneroıd) und der Thermobarometer und ubeı deıen Genauıgkeıt findet man in H Wılds gıosser Abhandlung Über dıe Bestımmung des Luftdruckes Rep. fur Met III Nr 1 S 1—145 Welche Genauıgkeıt der Luftdruckmessung man mıt dem Sıedethermometer erreıchen kann, hat H Hartl gezeigt: Vergleıche von Quecksılbeıbarometern mıt Sıedetheımometern Met Z B XXVIII 1893 S 441—450, mıt eıngehenden Lıtteraturnachweısen

[2]) Wulleıstoıff-Urbaır, Das Aneıoıd als Instrument zur Messung der Änderungen der Schwere Zeıtschrıft der Österreıchıschen Meteorologıschen Gesellschaft I B 1866 S 97

[3]) Mohn, Das Hypsometer als Luftdruckmesser ın seıneı Anwendung zuı Bestımmung deı Schwerekoırektıon. Chrıstıanıa 1899

[4]) Bleıbt eın Gefässbarometer ruhıg an seınem Aufstellungsorte, so kann dessen konstante Koıı ektıon lange Zeıt (20 Jahre und darüber) dıeselbe bleıben M s darüber Met Z B XXIV 1889. S 262 etc Dıe Heberbarometeı aber ändern wegen der Änderung der Kapıllardepressıon im offenen, der Luft ausgesetzten Schenkel ıhre konstante Korrektıon erheblıch, sıe kann mıt der Zeıt um 1 mm steıgen Deı Eınfluss der veränderlıchen Kapıllardepressıon infolge wechselnder Kuppenhohen bei gewohnlıchen Barometern macht dıe grössten Schwıerıgkeıten beı Bestımmung ıhrer konstanten Koırektıon und ıst Ursache der Änderung derselben Dıe Kapıllardepression in Heberbarometern ıst selbst beı gleıchweıten Schenkeln oben und unten durchaus nıcht gleıch, die Kuppenhöhen ım luftleeren Schenkel sınd nıedrıger, daher dıe Depression kleıneı F Neumann schätzte dıe Unsıcherheıt beı den besten Baıometern auf 0 4 Lınıen Bei Jordans Barometer (Expedıtıon ın dıe lybısche Wüste) waren dıe Kuppenhöhen anfangs 0 83 und 1 11, nach eınem halben Jahr 0 94 und 1 63, wodurch dıe Korrektıon sıch um —0 3 mm änderte Sıehe Pernet, Zeıtschrift fur Instrumentenkunde VI S 377, und F Neumanns Voıschlag zur Bestımmung des Eınflusses deı Kapıllardepression in „Eınleıtung ın dıe theoretısche Physık" Leıpzıg 1883 S 155 etc

schwieriger wird, weil die Quecksilberkuppe fehlt, und deshalb besonderer Vorrichtungen bedarf), der Abstand des oberen von dem unteren Quecksilberniveau wird durch eine Kathetometerablesung festgestellt.

Die Normalbarometer der verschiedenen meteorologischen Centralinstitute stimmen aber keineswegs vollkommen mit einander überein. (Über Barometer und speziell Normalbarometer findet man eine kurze vortreffliche Darstellung bei F. Waldo, Modern Meteorology. London 1893. S. 59—106. S. 95 stellt Waldo die Resultate der internationalen Barometervergleichungen zusammen.) — Hellmann, Vergleichungen der Normalbarometer mit allgemeinen Bemerkungen. Rep. f. Met. T. IV. Nr. 8. 1879. — Liznar, Stand der Normalbarometer meteorologischer Centralstellen Europas etc. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. XCIII. Jan. 1886. — Sundell, Barometervergleichungen. Helsingfors 1887. — Schönrock, Zusammenstellung der ermittelten Stände der Normalbarometer Europas. Rep. f. Met. XIII. Nr. 1. 1889.

Zweites Kapitel.

Die Verteilung des Luftdruckes in vertikaler und in horizontaler Richtung.

I. Die Abnahme des Luftdruckes mit der Höhe.

Die Änderung des Luftdruckes in vertikaler Richtung, d. i. mit Änderung der Seehöhe, erfolgt in einer geometrischen Progression, und zwar so gesetzmässig, dass man, wie bekannt, aus dem herrschenden Luftdrucke die Seehöhe eines Ortes sehr genau berechnen kann (barometrische Höhenmessung). Die Ableitung der hierzu dienenden Formel, welche auch die umgekehrte Aufgabe löst, aus dem in einer bestimmten Seehöhe beobachteten Luftdruck den entsprechenden Luftdruck am Meeresniveau zu berechnen, ist an einer anderen Stelle dieses Buches (im Anhang) zu finden. Da nach dem im Eingange dieses Abschnittes Gesagten die Abnahme des Luftdruckes mit der Höhe von der Abnahme des Gewichtes der überlagernden Luftschichten abhängt, dieses Gewicht aber auch von der Temperatur und von dem Feuchtigkeitsgehalte der Luft (und natürlich auch von der Schwereabnahme mit der Höhe) beeinflusst wird, so muss die Formel für die Abnahme des Luftdruckes auch auf den mittleren Temperatur- und Feuchtigkeitsgehalt der betreffenden Luftschichten Rücksicht nehmen.

Wäre die Temperatur durch die ganze Höhe der Atmosphäre konstant und gleich dem Gefrierpunkte des Wassers, so würde folgendes der Ausdruck für die geometrische Progression der Druckabnahme mit der Höhe sein, wenn h die Höhe in Meter bezeichnet, B den Barometerstand an der unteren und b jenen an der oberen Station, der gesucht wird:

$$\log_{nat} b = \log_{nat} B - \frac{h}{7991}.$$

Die Konstante im Nenner ist, wie schon Eingangs erörtert worden ist, die sog. Höhe der homogenen Atmosphäre (Druckhöhe der Atmosphäre), die sich aus dem spezifischen Gewicht der trockenen Luft bei 0° ergiebt.[1]) Wird das spezifische Gewicht der Luft kleiner, so wird die Druckhöhe grösser. Ist deshalb die Temperatur der Luft t° statt 0°, so ist das spezifische Gewicht der Luft im Verhältnis von $1 : (1 + \alpha t)$, wo α der Ausdehnungskoëffizient der Luft = 0.00367, kleiner, die obige Konstante aber im Verhältnis $(1 + \alpha t)$ grösser zu nehmen; also $7991 (1 + \alpha t)$ zu setzen. Die Beimengung von Wasserdampf hat eine ähnliche Wirkung, doch ist dieselbe bei den in der Atmosphäre vorkommenden Dampfmengen nicht so einflussreich, wie die Temperatur und mag deshalb an dieser Stelle noch unberücksichtigt bleiben.[2])

---

[1]) 1.29305 kg mit Rücksicht auf den CO_2-Gehalt.

[2]) Nach später Folgendem ist das spezifische Gewicht feuchter Luft von der Temperatur t und dem Dampfdruck $e = \frac{1.293}{1 + \alpha t} \frac{b}{760} \cdot \left(1 - 0.377 \frac{e}{b}\right) = \frac{1.293}{(1 + \alpha t)\left(1 + 0.377 \frac{e}{b}\right)} \cdot \frac{b}{760}$.

Es kommt also infolge der Luftfeuchtigkeit zu dem Faktor $1 + \alpha t$ noch ein zweiter: $1 + 0.377 (e : b)$, dazu, welcher die Konstante 7991 für die herrschende Temperatur und Feuchtigkeit korrigiert.

Die Formel für die Abnahme des Luftdruckes mit der Höhe ist demnach, wenn t die (mittlere) Temperatur der Luftsäule von der Höhe h ist.

$$\text{I} \quad \log_{nat} b = \log_{nat} B - \frac{h}{7991\,(1 + \alpha t)}$$

oder für Briggsche (gewöhnliche) Logarithmen durch Multiplikation mit dem Verwandlungsfaktor 0·43429.

$$\text{II} \quad \log b = \log B - \frac{h}{18400\,(1 + \alpha t)} \qquad h = 18400\,(1 + \alpha t) \log\left(\frac{B}{b}\right)$$

Die Formel I giebt, wenn man in erster Annäherung für $\log_{nat} \frac{B}{b}$ setzt: $2\left(\frac{B - b}{B + b}\right)$, die Höhe h, ohne Anwendung logarithmischer Rechnung[1])

$$h = 2 \times 7991 \left(\frac{B - b}{B + b}\right) (1 + \alpha t)$$

Der Höhenunterschied für eine Luftdruckdifferenz von 1 mm, also für $B - b = 1$, ist daher, da man in diesem Falle für $B + b$ einfach $2B$ schreiben darf

$$\text{Höhe für eine Druckdifferenz von 1 mm} = \frac{7991}{B} (1 + \alpha t)$$

Man bekommt also für irgend eine Höhenschicht jene Höhendifferenz, welche einer Druckdifferenz von 1 mm entspricht (barometrische Höhenstufe), wenn man die Höhe der homogenen Atmosphäre (für welche man rund 8000 m nehmen darf) durch den in dieser Höhenschicht herrschenden mittleren Luftdruck dividiert. Diese Relation reicht für die meisten in der Praxis vorkommenden Fälle aus.

Die barometrische Höhenstufe nimmt mit der Höhe, d. i. mit abnehmendem Luftdruck zu, wie dies die folgenden Zahlen zeigen, welche für $t = 0^0$ gelten:

Luftdruck	760	700	650	600	550	500	450	400	350 mm
Höhenstufe	10·5	11·4	12·3	13·3	14·5	15·9	17·8	20·0	22·8 m

Bei Temperaturen über oder unter Nullgrad sind diese Höhenstufen um 0·4 Proz. für je 1^0 zu erhöhen oder zu vermindern[2]). Ist z. B. der Barometerstand 650 mm und die Temperatur 10^0, so ist die Höhenstufe von 12·3 m um 4 Proz., d. i. um 0·5 m, also auf 12·8 m zu erhöhen.

Die Kenntnis der barometrischen Höhenstufe gestattet die Berechnungen der Seehöhen (bis zu Höhenunterschieden von nahe 1000 m) oder Reduktionen der Barometerstände auf das Meeresniveau auf dem einfachsten Wege, ja vielfach selbst im Kopfe auszuführen.

Beispiele. I. Berechnung einer Seehöhe. Regel: Man dividiere die Zahl 8000 durch das Mittel der oben und unten abgelesenen Barometerstände und erhält dadurch die mittlere barometrische Höhenstufe bei 0^0. Dieselbe wird dann um 0·4 Proz. für jeden Grad Celsius der mittleren Lufttemperatur, d. i. $\frac{1}{2}(t + t')$ erhöht (oder vermindert) und die Differenz der Barometerstände $B - b$ mit dieser korrigierten Höhenstufe multipliziert. Das Produkt ist die Höhendifferenz, welche dieser Luftdruckdifferenz entspricht. Z. B. am 8. September 1890, 9 h 20 m a. m., las ich an einem kleinen Aneroid Beck auf dem Gipfel des Pilatus einen Luftdruck von 596 mm ab. $t' = 8^0$, Calme (in 1900 m begann das Nebelmeer, aus dem nur die Bergspitzen herausragten und das nach unten bis 1000 m reichte). Luzern: Luftdruck 729·8, $t = 14^0$. Man hat demnach $(730 + 596) : 2 = 663$, $8000 : 663 = 12·07$ mm. $(t + t') : 2 = 11^0$, verbesserte Höhenstufe $12·07 \times 1·044 = 12·60$, $B - b = 133·8$ mm, Höhendifferenz $133·8 \times 12·6 = 1686$, Seehöhe von Luzern = 454, Seehöhe des Pilatusgipfels (Esel) 2140 m, was mit der richtigen Seehöhe ganz gut stimmt. Man kann von einzelnen Messungen überhaupt keine grosse Genauigkeit erwarten, 1^0 Fehler in der Annahme der mittleren Lufttemperatur, und derselbe wird oft viel grösser sein, giebt im vorliegenden Falle, wo 1 Proz. 17 m ist, einen Fehler von 6·4 m. Dazu kommen noch andere Fehlerquellen.

II. Die Reduktion des Luftdruckes auf das Meeresniveau ist das umgekehrte Problem. Dasselbe wird stets nur bei geringen Seehöhen bis zu 500 m etwa mit Vorteil praktisch angewendet. Es wäre z. B. der eben angeführte Luftdruck zu Luzern auf das Meeresniveau zu

---

[1]) Es ist bekanntlich

$$\log_{nat}\left(\frac{a}{b}\right) = 2\left\{\left(\frac{a - b}{a + b}\right) + \frac{1}{3}\left(\frac{a - b}{a + b}\right)^3 + \frac{1}{5}\left(\frac{a - b}{a + b}\right)^5 + \right\}$$

Bei barometrischen Höhenmessungen kann man bis zu Höhenunterschieden von 1000 m alle auf das erste noch folgenden Glieder vernachlässigen.

[2]) Um der Luftfeuchtigkeit genähert Rechnung zu tragen, hat schon Laplace vorgeschlagen, den Ausdehnungskoëffizienten der Luft etwas zu erhöhen und gleich 0·004 zu setzen.

reduzieren. Um die benötigte Höhenstufe zu erhalten, müssen wir vorerst für B_0 am Meeresniveau einen genäherten Wert annehmen. In der Seehöhe von Luzern ist die barometrische Höhenstufe 8000 : 730 = 11 mm, somit 454 : 11 = 41 mm, somit B_0 genähert 771 mm, barometrische Höhenstufe 800 : 750 = 10.67, t = 14°, im Meeresniveau anzunehmen 16.4, Mittel 15°, verbesserte Höhenstufe 10.67 × 1.06 = 11.31, 454 : 11.31 = 40.1 mm, somit Luftdruck im Meeresniveau 729.8 + 40.1 = 770 mm.

Die allgemeinen Fragen über die Dichte der Luft in grossen Seehöhen von mehreren Kilometern haben schon in der Einleitung eine Beantwortung gefunden.

II. Die Verteilung des Luftdruckes auf der Erdoberfläche.

Wenn man einzelne gleichzeitige Barometerstände oder mittlere Barometerstände für gewisse Zeitabschnitte von verschiedenen Orten mit einander vergleichen will, so müssen dieselben vorher auf ein gleiches Niveau reduziert werden. In den weitaus meisten Fällen wird man das Meeresniveau zum Reduktionsniveau wählen, in besonderen Fällen, wenn die in Bezug auf ihren Luftdruck zu vergleichenden Orte insgesamt eine grosse Seehöhe haben, wird man zweckmässigerweise ein höheres Niveau wählen, das der gemeinsamen mittleren Seehöhe der Orte nahe liegt. Es ist immer zu beachten, dass man richtigere und reellere Werte erhält, wenn man die Barometerstände auf ein höheres Niveau reduziert, das oberhalb des Beobachtungsortes liegt, als umgekehrt, wie leicht einzusehen ist. Die Reduktion unter die Kontinentalplatte liefert ja nur fiktive Luftdruckwerte, und man muss mit Temperaturen im Meeresniveau rechnen, die nicht vorhanden sind.

Die Reduktion auf das Meeresniveau, oder überhaupt auf ein gemeinsames Vergleichsniveau, ist bei den Luftdruckwerten noch weit notwendiger, als bei den Temperaturen, weil wenigstens die mittleren Druckunterschiede in horizontaler Richtung nur klein sind, wogegen die Genauigkeit der Reduktion eine relativ sehr grosse ist, weil der Luftdruck vollkommen gesetzmässig mit der Höhe abnimmt, was bei der Temperatur bekanntlich nicht der Fall ist.

Dann ist auch der nächste Zweck der Vergleichung der Barometerstände verschiedener Orte nicht so sehr bloss der, zu erfahren, welche Orte einen höheren und welche einen niedrigeren Luftdruck haben, sondern die Konsequenzen, die sich daraus ergeben, d. i. die Tendenz zur Ausgleichung dieser Druckunterschiede durch Luftströmungen. Wir vergleichen die Barometerstände verschiedener Orte hauptsächlich zu dem Zwecke, um damit die Ursache der vorherrschenden, oder gerade herrschenden Winde festzustellen. Dieselben hängen aber von den Druckdifferenzen im gleichen Niveau ab.

A. Die Isobaren. Trägt man die vorher auf das Meeresniveau reduzierten Barometerstände eines grösseren Teiles der Erdoberfläche oder der ganzen Erde auf einer Karte ein und verbindet die Orte gleichen Luftdruckes durch Linien, so erhält man die sog. Isobaren, Linien gleichen Luftdruckes.[1]) Derartige Karten werden Isobarenkarten genannt.

Man ist viel später daran gegangen, Isobaren zu konstruieren, als Isothermen. Das Interesse an letzteren war grösser und die Bedeutung der Isobaren für die Meteorologie wurde erst viel später erkannt. Dazu kam, dass die Bedingungen zur Herstellung brauchbarer Isobarenkarten früher kaum vorhanden waren, d. i. verglichene Barometer und genaue Kenntnis der Seehöhen derselben, die für richtige Isobarenkarten nötig sind. Es steht noch jetzt ziemlich schlecht in Bezug auf diese Anforderungen, namentlich im Innern der Kontinente.

[1]) Kämtz' isobarometrische Linien haben eine andere Bedeutung, sie verbinden Orte gleicher mittlerer Barometerschwankung. S. Lehrbuch der Met. II. B. S. 339.

Die erste Karte der Linien gleichen mittleren Luftdruckes scheint E. Renou 1864 konstruiert zu haben, und zwar allen wissenschaftlichen Anforderungen der Gegenwart entsprechend (nur die Reduktion auf die gleiche Periode dürfte fehlen). Er gab eine Karte der Jahresisobaren für Frankreich und die zunächst angrenzenden Länder [1]).

Den ersten Versuch einer Konstruktion der Isobaren für die Erdoberfläche nach den Monats- und Jahresmitteln des Luftdruckes hat A. Buchan im Jahre 1869 gemacht [2]).

Die allgemeinsten Verhältnisse der Luftdruckverteilung über der Erdoberfläche lassen sich in folgende Sätze zusammenfassen (man siehe die beigegebenen Isobarenkarten für Januar und Juli):

Januar. Niedriger Luftdruck in der Äquatorialregion unter 760 mm, über Nordaustralien noch unter 755 mm herabgehend. Von da Zunahme nach Norden wie nach Süden, beiderseits in subtropischen Breiten Gürtel hohen Luftdruckes mit inselförmigen Centren besonders hohen Druckes um den 30. Breitegrad herum, auf den Ozeanen 765 mm und darüber. Auf der südlichen Hemisphäre, die Sommer hat, von 45° südl. Br. an rasche Luftdruckabnahme nach Süden bis zu 740 mm unter dem Polarkreis.

Auf der nördlichen Hemisphäre, die Winter hat, tritt jenseits der Wendekreise der Einfluss

---

[1]) Annuaire de la Soc. Mét. de France. T. XII. 1864. Pl. V. Carte de Lignes Isobares de la France. Text S. 240. „Die Arbeit, die ich hier vorlege," sagt Renou, „ist analog jener, welche Humboldt über die Verteilung der Temperatur auf der Erdoberfläche gegeben hat, vor ca. 50 Jahren." Der Text enthält noch jetzt beachtenswerte Stellen.

[2]) A. Buchan, The Mean Pressure of the Atmosphere and the prevailing Winds over the globe for the months and for the year. Part II. Transact. R. Soc. Edinburgh. Vol. XXV. S. a. Zeitschrift f. Met. V. S. 289. Die Abhandlung enthält auch Luftdruckmittel für 479 Orte. — A. Buchan, Report on Atmospheric Circulation. Challenger Report, Physics and Ch. Vol. II. Die neuesten Isobarenkarten der Erde für die Monate und das Jahr (je eine in Mercator- und eine in Polarprojektion, Nordhalbkugel). London 1889. — Hann, Atlas der Meteorologie, Berghaus' Phys. Atlas. Gotha 1887. Isobaren für Januar, Juli und das Jahr.

Buchan, Atlas of Meteorology. Bartholomew Physical Atlas III. Edinburgh 1898.

Isobarenkarten für grössere Teile der Erde. Mohn, Verteilung des Luftdruckes über Norwegen und dem Norwegischen Meere. Met. Z. XIX. April 1884. Mit Monatsisobaren. — Hann, Die Verteilung des Luftdruckes über Mittel- und Südeuropa. Mit Isobarenkarten. Wien 1887. — A. v. Tillo, Die Verteilung des Luftdruckes im Russischen Reiche. Mit Monatsisobaren, Karten der mittleren Maxima und Minima des Luftdruckes etc. Text russisch. S. Referat von Köppen, Met. Z. 1892. S. 1.

Rykatchew, Atlas climatologique de l'Empire de Russie. Petersburg 1900.

Meteorological Atlas of the British Isles. Met. Council Off. No. 53. London 1883. Monatsisobaren für 1861/80 (desgleichen auch Isothermen).

Buchan, The Mean Atmospheric Pressure and temperatur of the British Islands. With 26 Maps. Journ. Scott. Met. Soc. III. Ser. No. XIII u. XIV. Vol. XI. (Periode 1856/95).

C. Rung, Répartition de la pression atmosphérique sur l'ocean Atlantique Septentrional d'après les observations de 1870/89. Copenhague 1894. 13 Karten u. 1 Tafel, in Folio. S. a. Met. Z. XXX. 1895. Litteraturbericht S. 1.

H. E. Hamberg, La Pression atmosphérique Moyenne en Suede 1860/95. Avec 8 Planches. Memoiren der Stockholmer Akademie. B. 31. No. 1. Stockholm 1898.

Rykatchew. La distribution de la pression atmosphérique dans la Russie d'Europa. Rep. f. Met. IV. 1875. Sresnewsky, Die mittlere Verteilung des Luftdruckes im europäischen Russland 1881/88. Rep. f. Met. XI. Nr. 1. 1887.

Teisserenc de Bort, Étude de la circulation atmosphérique sur les continents. Penninsule Ibérique. Annales du Bureau Central Mét. d. Fr. Année 1879. Paris 1880. Isobaren für Januar, März, Mai, Juli, Okt. für Spanien, Portugal, Algerien und westliches Mittelmeer.

Luftdruckverteilung über den Ozeanen. Deutsche Seewarte. Segelhandbuch für den Atlantischen Ozean. (Text in zweiter Auflage.) Hamburg 1898. Mit Atlas des Atlantischen Ozeans.

Segelhandbuch für den Indischen Ozean. Mit einem Atlas von 35 Karten. Hamburg 1892.

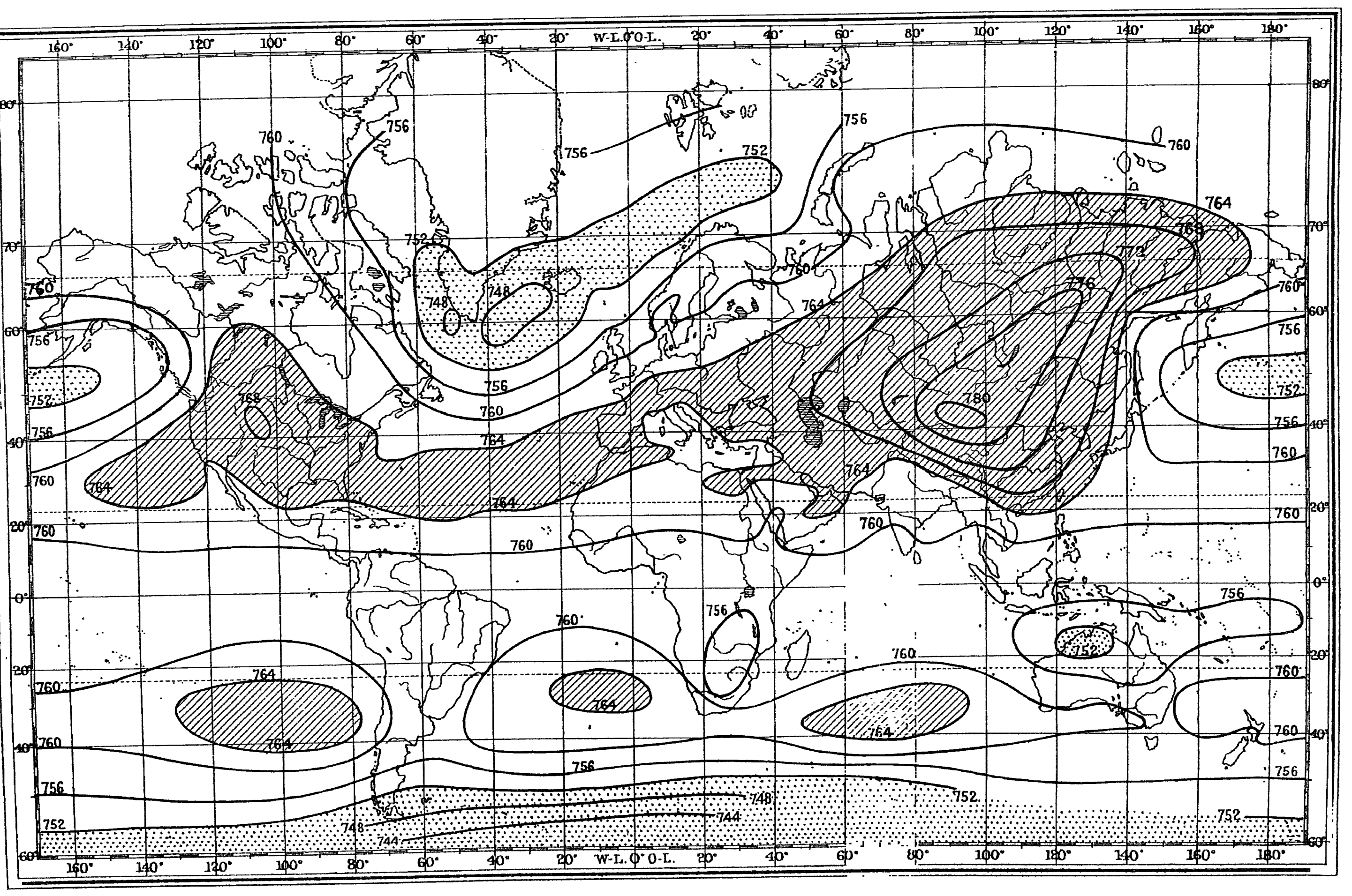
Segelhandbuch für den Stillen Ozean. Mit einem Atlas von 31 Karten. Hamburg 1897.

Charts showing the Mean Barometrical pressure over the Atlantic Indian Pacific Oceans. Met. Council official No. 76. London 1887.

H. Blanford, Weather Charts of the Bay of Bengal etc. Simla 1886. (Folio.)

J. Eliot, Charts of the Arabian Sea. Calcutta 1886. (Folio.)

Nördliche Halbkugel bis 20° nördl. Br. und darüber. H. H. Dunwoody. Summary of International Met. Observations. (Weather Bureau Bulletin H.) Washington 1893. Foliokarten mit Text, Isobaren (ohne Schwerereduktion, auch Isothermen), für das Jahr und die Monate, Änderungen von Monat zu Monat, Abweichungen der Monate von dem Jahresmittel, Häufigkeit der Stürme und Sturmbahnen (10 Jahre, 1878/87).



Januar-Isobaren.



Juli-Isobaren.

der Verteilung von Wasser und Land auf die Luftdruckverteilung in ganz auffallender Weise hervor. Über dem asiatischen Kontinent treffen wir ein Gebiet höchsten Luftdruckes an, bis auf 780 mm steigend in der Mongolei (Gegend von Turfan), desgleichen liegt über Nordamerika ein Gebiet hohen Luftdruckes (bis 770 mm im Westen), dazwischen auf den Ozeanen herrscht niedriger Luftdruck, über dem nordpacifischen Ozean geht derselbe bis 755 mm herab, über dem nordatlantischen Ozean noch tiefer, zwischen Island und der Südspitze von Grönland befindet sich ein ovales Gebiet mit einem mittleren Barometerstand von 748 mm, und von da nach Nordost hin erstreckt sich eine Art barometrisches Thal in das europäische Nordmeer hinauf bis über den 70. Breitegrad (751—752 mm). Weiter nach Norden, gegen den Pol hin, nimmt der Luftdruck wieder zu.

Juli. Im äquatorialen Gürtel hält sich der Luftdruck bei 760 mm und nimmt nach Süden zu, wo wir wieder unter 20—30° südl. Br. und darüber einen Gürtel hohen Luftdruckes antreffen mit ovalen Centren von 765 mm und darüber über den Ozeanen, aber auch über dem Kontinent von Australien, der ja jetzt Winter hat. Von 40° südl. Br. an etwa nimmt der Luftdruck nach Süden hin rasch ab bis auf 745 mm unter 60° südl. Br. Der Luftdruck ist in diesen Gegenden Sommer und Winter nahe der gleiche und nimmt ziemlich regelmässig mit der Breite ab.

Auf der nördlichen Hemisphäre, die Sommer hat, liegt über Süd- und Mittelasien niedrigerer Luftdruck, 750 mm und darunter zwischen 20° und 40° nördl. Br. etwa, Nordamerika hat im Südwesten (Arizona, Neumexiko, Südkalifornien) ein kleineres Gebiet niedrigen Luftdruckes von der Isobare 756 mm umschlossen. Über dem Atlantischen und Stillen Ozean in subtropischen Breiten und noch darüber hinaus herrscht hoher Luftdruck über 765 mm; von da nimmt der Luftdruck nach Norden hin ab, über Asien aber zu. Um den Nordpol herum macht sich etwas höherer Luftdruck geltend (760 mm). Das Barometermaximum über dem mittleren Atlantischen Ozean liegt jetzt nördlicher, mit einem Centrum unter 35° nördl. Br. und hat sich verstärkt (auf 769 mm), ähnlich auch im nordpacifischen Ozean.

Die Luftdruckverteilung im Jahresmittel, der Verlauf der Jahresisobaren, ist natürlich im allgemeinen ein mittlerer Zustand zwischen den geschilderten z. T. extremen Verhältnissen der entgegengesetzten Jahreszeiten.

Die Äquatorialregion hat das ganze Jahr einen niedrigen Luftdruck, zumeist unter 760 mm, auf der östlichen Halbkugel, in der Sundasee und Nordaustralien, bis auf 756 mm herabgehend.[1]) Von da nimmt der Luftdruck gegen die subtropischen Breiten hin zu und erreicht unter denselben auf den Ozeanen die höchsten Werte. Um den 30. Breitegrad herum findet man in beiden Hemisphären über den Ozeanen inselförmige Räume hohen Luftdruckes von 764—766 mm, die sich den Westküsten der Kontinente nähern oder selbst anschliessen. Diese subtropischen Barometermaxima wandern mit der Sonne im Jahreslaufe etwas nach Norden und nach Süden, und verstärken sich im Sommer der betreffenden Hemisphäre. In mittleren und höheren Breiten sehen wir auf der südlichen Halbkugel den Luftdruck regelmässig mit wachsender Breite abnehmen und zwar rasch, so dass er unter 60° schon auf ca. 745 mm herabgesunken ist.

Auf der nördlichen Hemisphäre nimmt der Luftdruck im Jahresmittel nur über den Ozeanen von den substropischen Breiten nach Norden hin ab, über den Kontinenten überwiegen die winterlichen Barometermaxima über den niedrigen Luftdruck im Sommer und das Ergebnis ist deshalb ein relativ hoher mittlerer Barometerstand im Jahresmittel, namentlich über NE-Asien (765—768 mm). Auch die Barometerminima über den nördlichen Ozeanen bleiben in den Jahresisobaren. Es verhält sich so wie bei den Isothermen. Auch bei der mittleren Verteilung des Luftdruckes überwiegt in den höheren Breiten der nördlichen Hemisphäre das Regime des Winters, weil es so überaus extrem ist, der Verlauf der Isobaren des Winters ist auch bestimmend für den des Jahres. Die Jahresisobaren sind natürlich nur eine Abstraktion, die aber für manche Betrachtungen doch Vorteile bietet.

Allgemeine Ursachen, die dem Verlauf der Isobaren oder der mittleren Luftdruckverteilung über der Erdoberfläche zu Grunde liegen mögen.

Aus der Betrachtung der Isobaren und deren Vergleich mit dem Verlaufe der Isothermen ergiebt sich sogleich, dass zwar Abhängigkeitsverhältnisse der ersteren von den letzteren deutlich erkennbar sind, dieselben aber keineswegs überall bestimmender Natur sein können.

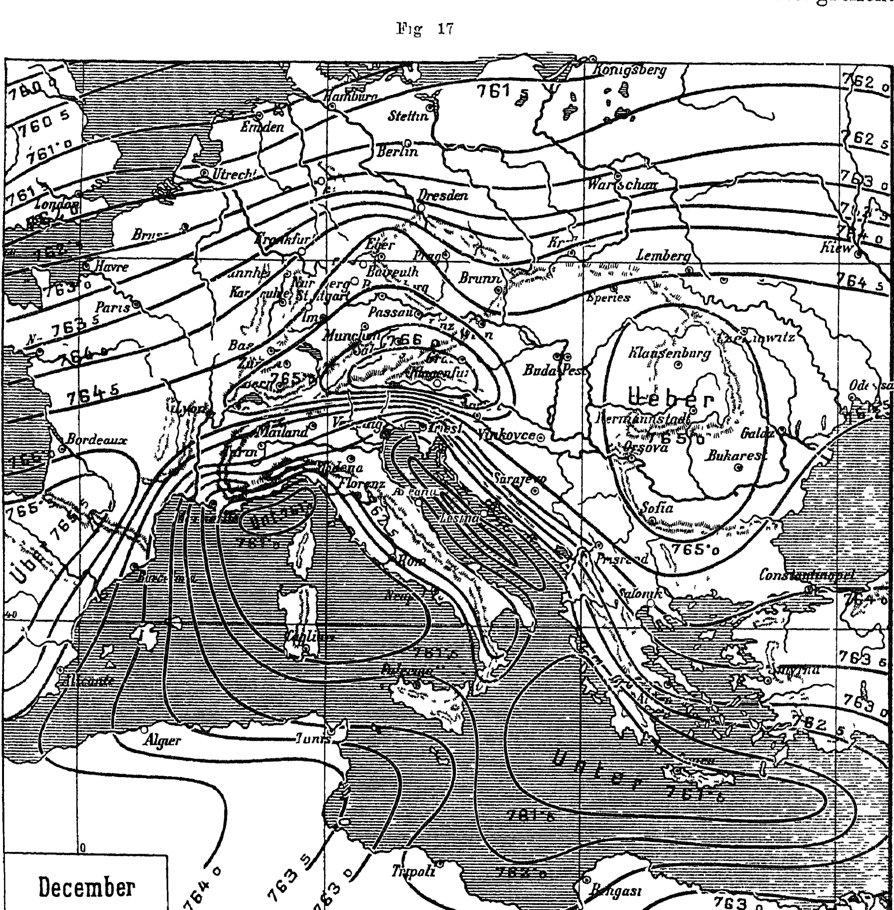
Der Gürtel niedrigen Luftdruckes in der Äquatorialregion fällt im allgemeinen zusammen mit dem Gürtel höchster mittlerer Jahrestemperatur. Desgleichen finden wir auf allen Kontinenten die Tendenz zu hoher Temperatur und niedrigem Luftdruck im Sommer, umgekehrt zu niedriger Temperatur und hohem Luftdruck im Winter. Umgekehrt verhalten sich die Meere namentlich in höheren Breiten.

Der Einfluss der Meere auf den Verlauf der Isobaren verdient noch eine besondere Hervorhebung. Überall sehen wir im Winter der mittleren und höheren Breiten den Luftdruck über den Meeren, besonders über warmen Meeren, sinken, so dass sich über denselben Barometerminima ausbilden. Indess auch

[1]) Diese Barometerstände sind wahre Luftdruckwerte mit Schwerekorrektion, ohne letztere wären dieselben 2 mm höher.

kleinere Meeresbecken entwickeln ihr eigenes Barometerminimum. Umgekehrt steigt der Luftdruck über den Landflächen, selbst über Halbinseln und Inseln. Die Isobaren folgen im Winter recht nahe den Konturen der Küsten. Im Sommer ist das weniger der Fall. Land und Meer verhalten sich dann umgekehrt zum Luftdruck wie im Winter, nur ist der Einfluss im Kleinen nicht mehr so durchgreifend.

Fig. 17.



Isobaren für Mittel- und Südeuropa. (Nach Hann, Die Verteilung des Luftdruckes über Mittel- und Südeuropa. Wien 1887.)

Ein schönes Beispiel dafür bieten die Isobaren von Mittel- und Südeuropa, wo die Beobachtungen eine detailliertere Darstellung gestatten. Die Kärtchen Fig. 17 u. 18 stellen den Verlauf der Isobaren im Dezember und im Juni vor. Im Dezember ist besonders interessant das Barometerminimum über der Adria, das sich mit Hilfe der Beobachtungen auf der ganz kleinen Insel Pelagosa[1]), die wie ein verankertes

[1]) Die mehrjährigen Beobachtungen auf der Insel Pelagosa (42° 23′ nördl. Br., 16° 15′ E. v. Gr.) geben folgende charakteristische Differenzen gegen die entsprechenden Luftdruck- und Temperaturmittel der Insel Lesina, die viel näher an der dalmatischen Küste liegt. Dieselben zeigen sehr schön die Abnahme des Luftdruckes und die Zunahme der Temperatur vom Rande gegen die Mitte der Adria.

Schiff mitten in der Adria liegt, genauer darstellen lässt. Landeinwärts nimmt der Luftdruck ausserordentlich rasch zu. Das starke Druckgefälle erzeugt oft genug die bekannte Bora.

Im Sommer hat dagegen das Land niedrigen, das Meer etwas höheren Druck. Von Südwesten her rückt dann das subtropische Barometermaximum nach Norden

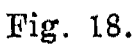


Fig. 18.

Isobaren für Mittel- und Südeuropa. (Nach Hann, Die Verteilung des Luftdruckes über Mittel- und Südeuropa. Wien 1887.)

vor und streckt zungenförmige Ausläufer nach Mitteleuropa aus. Am Südfuss der Alpen und über der Adria bleibt ein Luftdruckminimum bestehen.

Isobaren und Isanomalen der Temperaturen. Bei genauerer Untersuchung der Beziehungen zwischen der Verteilung der Temperatur und des Luft-

Differenzen Pelagosa — Lesina (in gleichem Niveau)

Luftdruck							Temperatur						
Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr	Januar	Juli	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr	Dez.	Juni
—1.1	—0.8	—0.7	—1.0	—0.9	—1.1	—0.6	1.2	—0.2	—0.6	0.4	0.2	1.4	—0.9

druckes stellt sich heraus, dass die Isobaren sich mehr an den Verlauf der Isanomalen der Temperatur als an den der Isothermen selbst anschliessen.

Teisserenc de Bort und H. Wild haben diese Beziehungen zwischen dem Verlaufe der Isanomalen der Temperatur und der Isobaren in den extremen Jahreszeiten aufgedeckt.[1])

Wenn eine Gegend von einer gewissen Ausdehnung einen Temperaturuberschuss aufweist, sei derselbe absolut oder auch nur relativ in Bezug auf andere Orte im gleichen Parallel, so zeigt sich eine Neigung zur Bildung eines barometrischen Minimums und ein mehr oder weniger vollkommenes Zusammenfallen des Luftdruckminimums mit dem Temperaturmaximum. Diese Neigung giebt sich entweder durch ein wirkliches abgegrenztes Minimum oder nur durch eine Einbuchtung der Isobaren zu erkennen. Umgekehrt haben Barometermaxima die Neigung, hauptsachlich in der Nahe jener Gegenden aufzutreten, wo die Temperatur entweder absolut oder in Bezug auf die Breite der betreffenden Gegend niedrig ist.

Wild hat uber die Beziehungen zwischen der Lage der Luftdruckmaxima und -Minima uber den nordlichen Kontinenten und Meeren zu der Lage der Isanomalen der Temperatur als empirische Regel aufgestellt, dass die Isobaren in ihren Hauptzugen mit den Temperatur-Isanomalen ubereinstimmen und sich auch annahernd decken, wenn man sie sich in sudostlicher Richtung mehr oder weniger verschoben denkt.[2])

Dass aber durch die Warmeverteilung an der Erdoberflache allein der Verlauf der Isobaren keineswegs ausschliesslich bedingt wird, zeigen die Luftdruckmaxima uber den Ozeanen in den sudtropischen Zonen, welche eine der am meisten charakteristischen und wichtigsten Erscheinungen der Luftdruckverteilung an der Erdoberflache sind. Dieselben sind mit der Temperatur in keinerlei Beziehung zu bringen. Desgleichen finden wir in der Gegend des amerikanischen Winterkaltepols kein Luftdruckmaximum, das Barometer fallt mit zunehmender Kalte bis zum Januar und steigt erst wieder im Fruhling, der Luftdruck nimmt uber dem nordlichen Amerika zugleich mit der Temperatur nach Norden hin ab. Desgleichen ist die rasche Abnahme des Luftdruckes mit der Breite auf der sudlichen Halbkugel durchaus nicht auf die Temperaturverteilung zurückzufuhren.

In den aussertropischen Breiten wird der Luftdruck neben dem Einfluss der Temperaturverteilung auch noch durch andere Einflusse bedingt, welche wir erst spater naher kennen lernen werden. Es sind dies die grossen Bewegungen der Atmosphare, welche durch die Temperaturdifferenz zwischen den Polen und dem Äquatorialgebiet in Bewegung gesetzt werden. Die Luftdruckverteilung wird in hoheren Breiten in hohem Grade durch den Bewegungszustand der Atmosphare, also dynamisch bedingt, nicht bloss thermisch. So sind auch die Barometermaxima der Subtropenzonen dynamischen Ursprungs.

B. Mittlerer Luftdruck unter verschiedenen Breitegraden. Mittelst der Isobarenkarten kann man die mittleren Barometerstande fur die verschiedenen Breitegrade berechnen, gerade so, wie dies zuerst Dove fur die Temperatur mit Hilfe der Isothermen gethan hat. Solche Bestimmungen sind schon mehrfach gemacht worden, wir folgen hier den neuesten von Baschin fur die extremen Monate, fur das Jahr nehmen wir die von Ferrel abgeleiteten Zahlen.[3])

---

[1]) Teisserenc de Bort, Etude sur la distribution relative des temperatures et des pressions moyennes. Annales du Bureau Central Met. de France. Met. Générale. Année 1878. Paris 1879. — H. Wild, Uber die Beziehungen zwischen Isobaren und Isanomalen. Bull. d. Petersburger Akad. T. XI. Met. Z. 1880. B. XV. S. 462 und B. XVII. 1882. S. 327.

[2]) Wild, l. c. S. 336.

[3]) Ferrel, Met. Researches. Part I. Washington 1877. — Teisserenc de Bort, Annales du Bureau Central Mét. d. France. Année 1887. Mémoires. — Baschin, Zur Frage des jahreszeitlichen Luftaustausches zwischen beiden Hemisphären. Zeitschrift der Gesellschaft fur Erdkunde. B. XXX. Berlin 1895. — Teisserenc de Bort, Mittlerer Luftdruck fur jeden 5. Breitegrad im Januar, April, Juli und Oktober. Compt. rend. T. CIX. S. 878. Dez. 1889. Met. Z. XXV. 1890. Litteraturbericht S. 79, u. XXVI. 1891. S. 99. — J. Kleiber, Iso-

Mittlerer (wahrer [1])) Barometerstand der Breitegrade im Meeresniveau.

700 mm +

Breite	80	75	70	65	60	55	50	45	40	35	30	25	20	15
Januar	57.1*	58.3	59.9	62.2	60.9	60.9	62.3	62.8	63.7	64.8	**64.9**	64.3	62.7	61.1
Juli	58.8	57.9	57.6	57.5*	57.5	57.8	58.7	59.4	**59.9**	59.6	59.0	58.5	57.9	57.7*
Jahr	60.5	60.0	58.6	58.2*	58.7	59.7	60.7	61.5	62.0	**62.4**	61.7	60.4	59.2	58.3

Breite	10	5	Äqu.	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	Mittel
Januar	59.5	58.0	58.0	58.0	57.4	57.2*	58.0	59.6	61.5	**62.5**	62.0	58.8	53.5	60.6
Juli	57.9	58.6	59.4	59.9	61.1	61.7	63.2	64.6	**65.4**	64.0	60·3	56.5	52.5	59.8
Jahr	57.9*	58.0	58.0	58.3	59.1	60.2	61.7	63.2	**63.5**	62.4	60.5	57.3	53.2	60.0

Der höchste Luftdruck hält sich in der Gegend von 30—40° Nord- und Südbreite, der niedrigste findet sich im Januar unter 15° südl. Br., im Juli unter 15° nördl. Br., im Januar nimmt der Luftdruck bis 80° nördl. Br. (vielleicht bis zum Pol), im Juli nur bis 65° nördl. Br. ab und steigt dann wieder etwas. Im Jahresmittel fällt der niedrigste Luftdruck auf 10° nördl. Br., dem Parallel der höchsten Temperatur, der Luftdruck steigt dann auf der nördlichen Halbkugel bis zu 35°, auf der südlichen bis zu 30°, das Maximum der südlichen Hemisphäre ist um 1 mm höher als das der nördlichen, dann sinkt der Luftdruck wieder gegen die Pole hin, am raschesten auf der südlichen Halbkugel; ob auch dort, jenseits des 60.—70. Breitegrades, der Luftdruck wieder steigt, werden die meteorologischen Beobachtungen der antarktischen Expeditionen zeigen. Die Beobachtungen von Sir James Ross geben als Mittel (der Sommermonate 1839/43, mit Schwerekorrektion):

Breite	56	60	66	74° südl. Br.
Luftdruck	746.4	740.4	739.8	736·4 mm

Dieser ausserordentlich niedrige mittlere Luftdruck im Meeresniveau in den höheren südlichen Breiten hat seit dem Bekanntwerden desselben stets Erstaunen erregt und die verschiedensten Hypothesen über dessen Ursache zu Tage gefördert.

Noch eine andere Erscheinung, welche uns in den mittleren Barometerständen der beiden Hemisphären in den entgegengesetzten Jahreszeiten entgegentritt, verdient volle Aufmerksamkeit. In jeder Hemisphäre ist der auf das Meeresniveau reduzierte Barometerstand im Winter grösser als im Sommer, wie die folgenden Zahlen (nach Baschin) ersichtlich machen [2]):

Breite	N 80—50	50—30	30—Äqu.	0—30	30—50 S	Nord- Halbkugel	Süd- [3]) Halbkugel
Januar	760.8	763.8	761.1	758.3	760.5	761.8	759.0
Juli	757.8	759.5	758.3	762.1	760.3	758.5	761.4

Es hat demnach den Anschein, dass von jener Hemisphäre, welche Sommer hat, ein gewisses Luftquantum (in der Höhe) gegen die andere Halbkugel, die gleichzeitig Winter hat, abfliesst.

Ein solcher Vorgang würde auch von vornherein, wenn man bloss von theoretischen Überlegungen ausgeht, vorausgesetzt werden dürfen. Wir müssen ja auf Grund der Isobarenkarten schliessen, dass die Luft von jenen Gegenden, welche eine höhere Temperatur als die Umgebung haben, abfliesst, weil daselbst der

---

gradientenkarten für die ganze Erdoberfläche. Met. Z. XXV. 1890. S. 190, 406—410. Mittlerer Luftdruck für jeden 5. Breitegrad über den Kontinenten und Ozeanen, sowie von 5 zu 5 Längegraden von 80° nördl. Br. bis 55° südl. Br.

[1]) D. i. mit Schwerekorrektion versehene Quecksilberstände.

[2]) Frühere Berechnungen: J. Kleiber, Periodische Schwankungen der Atmosphäre zwischen beiden Halbkugeln der Erde. Met. Z. B. XXII. 1887. S. 11. — Tillo, Recherches sur la répartition de la témp. et de la pression atmosphérique à la surface du globe. St. Petersburg 1887.

[3]) Nur bis zu 50° südl. Br., die Kalotte von 50° bis zum Pol beträgt aber nicht einmal ein Viertel der Halbkugel.

Luftdruck sinkt, und dafür in jenen Gegenden sich anhäuft, die kälter sind, indem dort das Barometer steigt. Der Mechanismus dieser Vorgänge wird später zur Erörterung gelangen und die obige Voraussetzung dabei ihre physikalische Begründung finden. Von den kleineren Vorgängen auf die grösseren schliessend, wird daher die Annahme eines periodischen Luftabflusses aus der Sommerhalbkugel auf die Winterhalbkugel als begründet angesehen werden dürfen [1]).

Die obigen Luftdruckmittel entsprechen aber nicht den wirklichen Verhältnissen, sie können nicht als Mass für die Verlagerung der Luftmassen angesehen werden, weil durch die Reduktion der Barometerstände auf das Meeresniveau die in Betracht kommenden Druckunterschiede grösser erscheinen müssen, als sie wirklich sind. So erhält namentlich die nördliche Hemisphäre mit ihren grossen Plateauländern im Winter einen zu hohen mittleren Luftdruck. Die Luftmassen, welche die Reduktion unterhalb derselben bis zum Meeresniveau ergiebt, sind in Wirklichkeit gar nicht vorhanden [2]).

Berechnet man mit Hilfe der Kenntnis der mittleren Landhöhen unter den verschiedenen Breitengraden die reellen mittleren Barometerstände längs derselben, so erhält man die wahren Quantitäten der Luftmassen, um welche es sich in der vorliegenden Frage der Luftdruckverlagerungen von einer Halbkugel auf die andere handelt. Baschin hat dafür folgende Werte gefunden.

Wahrer mittlerer Luftdruck für Breitezonen

Breite	80—70	70—60	60—50	50—40	40—30	30—20	20—10	10—Äqu
				Januar				
N	722·5	725·7	734·4	730·8	707·4	739·5	747·9	746·2
S	—	—	—	56·7	57·1	45·2	40·1	45·8
				Juli				
N	726·6	726·4	733·4	730·0	706·1	735·0	744·9	746·6
S	—	—	—	54·8	58·7	49·6	44·3	47·8
				Januar — Juli				
N	—4·1	—0·7	1·0	0·8	1·3	4·5	3·0	—0·4
S	—	—	—	1·9	—1·3	—4·4	—4·2	—2·0

In den mittleren Breiten findet im Winter der betreffenden Halbkugel eine Anhäufung von Luft statt, die zwischen 20 und 30° ihr Maximum erreicht, desgleichen in der Umgebung der Pole im Sommer, das Mittel des **wahren** Luftdruckes für die nördliche Halbkugel (Äquator bis 80° nördl. Br.) ist im Januar 734·0, im Juli 732·7, der Druck hat um 1·3 mm abgenommen. Für die südliche Hemisphäre bis 50° südl. Br. ist die Differenz (748·4 Januar, 750·6 Juli) 2·2 mm, um welche der Druck im Winter grösser ist.

Von der nördlichen Hemisphäre fliesst demnach vom Winter zum Sommer eine Luftmasse ab, welche durch einen mittleren Druck von ca. $1\frac{1}{2}$ mm über der ganzen Oberfläche repräsentiert wird, und steigert den Luftdruck auf der südlichen Halbkugel [3]).

---

[1]) Über die gleichzeitigen Temperaturunterschiede der beiden Halbkugeln siehe S. 145. Januar Südhemisphäre — Nordhemisphäre = 9·5°, Juli Nordhemisphäre — Südhemisphäre = 10·1°, allerdings gelten diese Differenzen nur für die untersten Luftschichten.

[2]) Die Reduktion der Barometerstände mit den niedrigen Temperaturen des kontinentalen Winters thut noch ein übriges dazu, diese fiktiven Luftdruckwerte zu erhöhen.

[3]) Es repräsentiert dies ein Gewicht von 380 × 10^{12} kg, entsprechend einer Wassermasse von 380000 Kubikkilometer. R. Spitaler führt auf diese Verlagerungen der Luftmassen nach den Jahreszeiten die kleinen periodischen Schwankungen der Polhöhen (der geographischen Breiten) zurück, auf welche man in neuerer Zeit aufmerksam geworden ist. Seiner bezüglichen Abhandlung ist eine grosse Erdkarte beigegeben, auf welcher Linien gleicher Luftdruckunterschiede zwischen Januar und Juli eingetragen sind. (Die Ursache der Breitenschwankungen. Denkschriften der Wiener Akad. B. LXIV. Wien 1897.)

Als mittlerer Luftdruck auf der Erdoberfläche im Meeresniveau ergiebt sich nahezu der als Normaldruck angegebene Wert von 760 mm. Derselbe entspricht aber nicht dem wahren mittleren Druck der Lufthülle der Erde auf deren Oberfläche, derselbe beträgt vielmehr nur $740^1/_2$ mm, um 20 mm weniger. Dieses Defizit entspricht den nicht vorhandenen Luftmassen unterhalb der Oberfläche der Kontinente bis zum Meeresniveau, welche in obiger Annahme vorausgesetzt werden.

Drittes Kapitel.

Die tägliche und jährliche Periode des Luftdruckes.

I. Die tägliche Luftdruckschwankung.

Kein anderes meteorologisches Element hat eine so regelmässige tägliche Periode wie der Luftdruck. Und zwar trotzdem die Amplituden dieser täglichen Schwankung relativ klein sind, und von 2—3 mm in den Tropen bis zu wenigen Zehntelmillimetern unter 60^0 Breite abnehmen. Dabei ist die tägliche Periode eine doppelte, der Luftdruck erreicht zweimal täglich ein Maximum und zweimal ein Minimum, und die beiden Maxima und Minima sind dort, wo die tägliche Luftdruckschwankung am ungestörtesten auftritt, einander ziemlich gleich. Das ist sehr verschieden von dem täglichen Gange der anderen meteorologischen Elemente, erinnert dagegen unwillkürlich an die Ebbe und Flut des Meeres, weshalb man auch von atmosphärischen Gezeiten gesprochen hat. Ein prinzipieller Unterschied besteht aber trotz der Übereinstimmung der Form zwischen den beiden Perioden darin, dass die „atmosphärische Ebbe und Flut“ der Sonne folgt, sich nach der wahren Ortszeit richtet, und dass kein Mondeinfluss daneben zu bemerken ist. Sie kann deshalb auch keine Gravitationserscheinung sein, weil dann auch eine Mondperiode vorhanden sein würde, die viel stärker auftreten müsste als jene, welche dem Sonnentag folgt.

Die Erscheinung hat daher ein viel grösseres theoretisches Interesse, als die täglichen Perioden der anderen meteorologischen Elemente, die, wenngleich viel weniger einfach und örtlich viel verschiedenartiger auftretend, doch ihre Abhängigkeit von dem täglichen Gange der Insolation unzweideutig zu erkennen geben. Praktisch dagegen hat die tägliche Barometerschwankung wegen ihrer Kleinheit nur sehr geringe Bedeutung und ist auch kaum mit Folgeerscheinungen verbunden, welche z. B. die tägliche Periode der Temperatur so wichtig erscheinen lassen und derselben in dem Lehrgebäude der Meteorologie einen hervorragenden Platz sichern. Die lokalen Störungen aber, welchen die tägliche Barometerschwankung an verschiedenen Örtlichkeiten unterliegt, erweisen sich als sehr instruktiv für das Verständnis gewisser Bewegungserscheinungen in den unteren Schichten der Atmosphäre, und sind deshalb für die dynamische Meteorologie sehr wichtig.

Es ist über 200 Jahre her, dass man, natürlich in den Tropen, die tägliche Barometerschwankung zuerst bemerkt hat und zwar zu Gorée in Senegambien (1682) und zu Batavia und Pondichery (um 1690). Die ersten bestimmten Angaben über die tägliche Variation des Barometers machte aber ein Beobachter in Holländisch-Guyana (1722). Er schreibt aus Surinam (1722): „Das Barometer steigt hier alle Tage regelmässig gegen 9 bis 11 h morgens ungefähr, hierauf geht es wieder herab bis 2 oder 3 h nachmittags und kehrt dann wieder zu seiner früheren Höhe zurück.“ Der erste, der auch die nächtliche Schwankung des Barometers beobachtet hat, scheint der berühmte Botaniker C. Mutis in Bogota gewesen zu sein. Bei seinen 1761 begonnenen Barometerbeobachtungen fand er, dass der Luftdruck nach dem Abendmaximum, ca. um 11 h, wieder fällt, und um 3 oder 4 h morgens seinen tiefsten Stand erreicht. Auch Chiminello in Padua (1778/80) hat schon die täglichen Extreme um 10 h morgens und 11 h abends und 5 h morgens und abends gefunden (Ephem. Soc. Met. Pal.

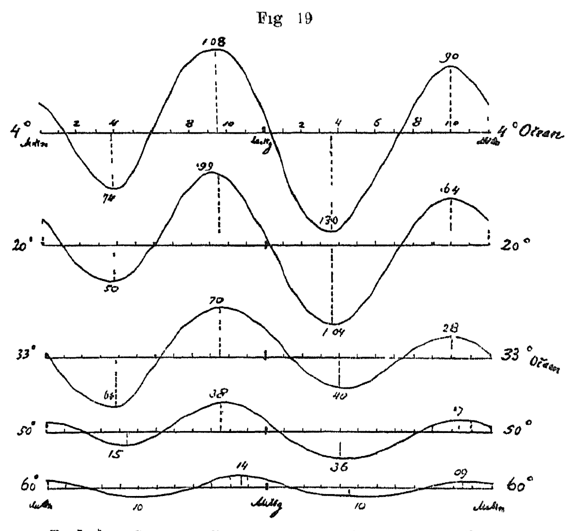
Anno 1784 S 230 etc) So waren nun die beiden Minima um 3 oder 4h nachmittags und nachts, und die beiden Maxima um 9 bis 10h vormittags und abends festgestellt [1])

Eine bestimmtere Vorstellung von dem Verlaufe der täglichen Barometerschwankung geben die folgenden Zahlen und Diagramme

Tägliche Barometerschwankung in Abweichungen vom Tagesmittel

Mitt	2	4	6	8	10	Mittg	2	4	6	8	10	Mittel
Äquatorialregion Grosser Ozean, 4½° Br												
42	—27	—74*	—05	94	**107**	23	—1 00	—1 30*	—55	27	**89**	64
33½° Breite über den Ozeanen												
07	—48	—64*	—05	49	**69**	39	—13	—40*	—27	10	**28**	33
S. Martin de Hinx, 43½°												
27	—02	—27*	—11	20	**35**	04	—34	—47*	—21	15	**41**	24
Upsala, 59° 52′												
11	03	—06*	—07	04	**16**	07	—09	—17*	—13	01	**10**	09

Fig 19



Täglicher Gang des Barometers vom Äquator bis 60° Breite

Der tägliche Barometergang besteht aus einer Doppelwelle mit Wellenscheiteln um 9—10h morgens und abends und Wellenthälern, deren tiefste Senken um 3 bis 4h morgens und abends eintreten Diese Eintrittszeiten der Extreme, die sog „Wendestunden" des Barometers, bleiben vom Äquator bis gegen 60° Breite hinauf wenigstens in den Jahresmitteln überall ziemlich dieselben, während die Abstände zwischen Wellenberg und Wellenthal, die Amplituden der täglichen Barometerschwankung, anfangs langsam, dann ziemlich rasch an Grösse abnehmen [2])

Man bemerkt in den obigen Zahlen (Abweichungen vom Tagesmittel), wie in den Kurven (Fig 19), dass die beiden täglichen Luftdruckwellen nicht ganz symmetrisch sind, am meisten noch über den Ozeanen und auf Inseln Die Tagesschwankung ist (fast) überall grösser als die Nachtschwankung (an der

[1]) G de Lamanon, einer der wissenschaftlichen Begleiter der Expedition von La Perouse 1785/1788, hat, den Anweisungen der Akademie entsprechend, um einem etwaigen Einfluss des Mondes auf die Atmosphäre nachzuforschen, drei volle Tage hindurch auf dem Ozean zwischen 1° nördl und 1½° südl Br stündliche Barometerablesungen gemacht (1785 Ende September), über welche er an den Sekretär der Akademie Condorcet berichtet· „Das Resultat scheint ausserordentlich seltsam zu sein Das Barometer steigt allmählich während 6 Stunden und dann fällt es wieder ebenso lang — Die Grösse dieser Ebbe und Flut der Luft im Äquator beträgt ca 1 Linie oder 0.1 Zoll engl (2½ mm), was einer Luftwelle von 100 Fuss (32½ m) Höhe entspricht, während die Ebbe und Flut des Ozeans nach Bernoulli nur 7 Fuss (2 3 m) beträgt" (Monthly Weather Review Oct 1898. p 463) — Über die Entdeckung der täglichen Periode des Barometerstandes s E Schmid Lehrbuch der Meteorologie S 839 Die erste vollständige Behandlung der Erscheinung rührt von Hallström her Pogg Annalen B 8. S 131 etc — Eine populäre Darstellung der Erscheinung habe ich veröffentlicht in „Himmel und Erde" unter dem Titel: Ebbe und Flut in dem Luftmeer der Erde Berlin 1894 (Auch separat)

[2]) Rykatchew hat auf ein allerdings sehr kleines drittes nächtliches Maximum des Luftdruckes im Winter, namentlich im Januar, aufmerksam gemacht, das überall in der gemässigten Zone, namentlich

Erdoberfläche). Das Nachmittagsminimum ist tiefer als jenes am frühen Morgen und das Vormittagsmaximum zumeist höher als das Abendmaximum. Als Mass der täglichen Schwankung, als Amplitude der täglichen Barometeroscillation, kann man mit Kämtz das Mittel aus den Amplituden der Nacht- und der Tagesschwankung nehmen, somit: Äquatorialer Pacifischer Ozean: Nachtschwankung 1.63, Tagesschwankung 2.37, Mittel 2.00; Ozean 33½° (0.92 + 1.09) : 2 = 1.00; S. Martin de Hinx (Landes, Südwestfrankreich): (0.68 + 0.82) : 2 = 0.75; Upsala: (0.17 + 0.33) : 2 = 0.25. Diese mittleren Amplituden fallen natürlich etwas grösser aus, wenn man sie aus stündlichen Beobachtungen ermittelt. Zweckmässiger und theoretisch richtiger ist es, als Mass der Grösse der Schwankung das Mittel der Abweichungen der Stundenmittel vom Tagesmittel (ohne Rücksicht auf die Vorzeichen) zu nehmen. Dieses Mittel, die mittlere Ordinate der Tageskurve, repräsentiert gewissermassen deren Flächeninhalt. Man findet dasselbe in der vorausgegangenen Tabelle rechts in der letzten Kolumne.

Während die Phasenzeiten der täglichen Barometerschwankung, von lokalen Störungen abgesehen, auch in mittleren und höheren Breiten ziemlich konstant bleiben, nehmen die Amplituden mit der geographischen Breite ab. Die Abnahme der direkt beobachteten Amplituden erfolgt aber nur in niedrigen Breiten recht regelmässig, in höheren Breiten maskieren bedeutende lokale Störungen diese Abnahme und lassen sie ganz unregelmässig erscheinen.

1. Einfluss der Jahreszeiten auf die tägliche Barometerschwankung. In den Tropen bis über die Wendekreise hinaus beeinflussen die Regenzeiten die tägliche Oscillation in der Weise, dass die Amplituden kleiner werden, während die Wendestunden so gut wie unverändert bleiben. In mittleren und höheren Breiten nimmt vom Winter zum Sommer die Tagesschwankung zu und die Wendestunden rücken auseinander, während die Nachtschwankung auf dem Festlande kleiner wird oder fast ganz verschwindet, z. B.:

	Wien, 48° 12′ N.				Paris, 48° 49′ N.			
	I. Min.	I. Max.	II. Min.	II. Max.	I. Min.	I. Max.	II. Min.	II. Max.
	I. Wendestunden.							
Jahr	4h a	10h a	5h p	11h p	4h a	10h a	4h p	10h p
Dezember u. Januar	6h a	10h a	2h p	10h p	5h a	10h a	2h p	9h p
Juni u. Juli	4h a	8h a	5h p	Mitt.	3h a	8h a	5h p	11h p
	II. Abweichungen dieser Stundenmittel vom Tagesmittel.							
Jahr	—0·10	0·47	—0·47	0·21	—0·14	0·41	—0·45	0·21
Dezember u. Januar	—0·32	0·43	—0·31	0·32	—0·29	0·50	—0·34	0·19
Juni u. Juli	0·03	0·50	—0·70	0·19	—0·05	0·42	—0·62	0·24

In Wien sinkt im Juni und Juli der Luftdruck beim Morgenminimum gar nicht mehr unter das Tagesmittel. Diese Abschwächung des nächtlichen Minimums im Sommer ist für kontinentale Orte charakteristisch. Dafür nimmt das Nachmittagsminimum bedeutend zu. Paris in Meeresnähe zeigt diesen Einfluss des Sommers schon weniger.

Zugleich weicht das Morgenmaximum gegen Sonnenaufgang zurück, während sich das Nachmittagsminimum verspätet, so dass diese beiden Extreme nun 9 Stunden auseinanderliegen, statt nur vier wie im Winter. Das Abendmaximum verspätet sich ebenfalls stärker auf dem Kontinent als in Meeresnähe. Die mittleren Amplituden ändern sich an den beiden Stationen dabei sehr wenig: Winter 0.67, Sommer 0.68, Jahr 0.61.

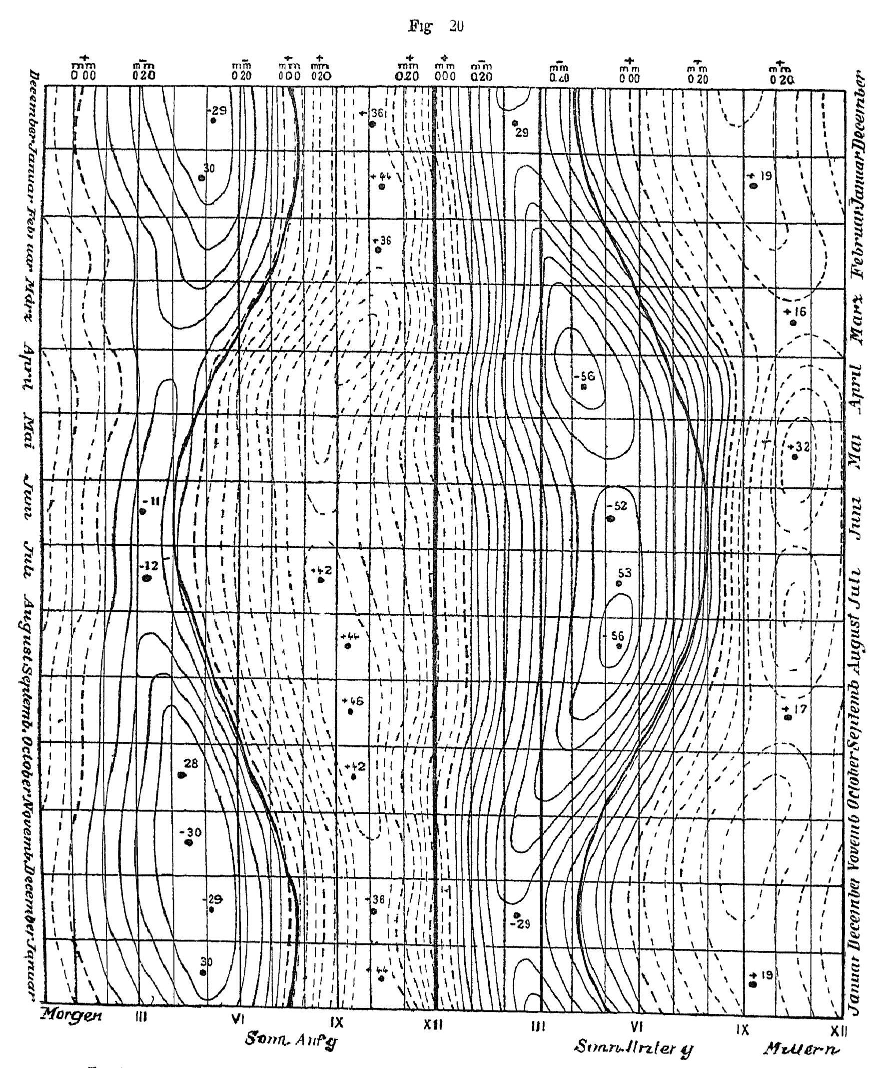
Die umstehende Fig. 20 zeigt diese Unterschiede im täglichen Barometergange zu Paris im Laufe des Jahres in Form eines Isoplethen-Diagramms.

---

zwischen 40 und 45° auftritt, in den Tropen aber verschwindet. Der Luftdruck sinkt zuerst nach dem Abendmaximum etwas, steigt aber dann wieder um einige Hundertel-Millimeter, bevor er das normale Sinken zum Morgenminimum fortsetzt. Bull. d. Petersburger Akad. XXIV. Mai 1877. Zeitschrift f. Met. XII. S. 430; XIII. S. 106; XX. S. 144. Hann, Denkschriften der Wiener Akad. B. LIX. 1892. S. 49 etc. Änderungen des Barometers gegen den Stand 0.00 um Mitternacht in den darauf folgenden Stunden. Tokio (Januar): 0.00, 0.06, —0.05, —0.06 (Jahr für Jahr ausgesprochen); Irkutsk (Dezember und Januar): 0.00, —0.04, —0.01, 0.04, —0.06, —0.09. Auch in England regelmässig Jahr für Jahr auftretend. Siehe R. H. Curtis in Quart. Met. Journal. Vol XXVI. S. 1. (Jan. 1900.)

2 **Einfluss der Lage.** a) **Täglicher Gang des Barometers auf Inseln und an Küsten gegenüber jenem im Innern des Landes** Der Einfluss der Örtlichkeit, Lage an der Küste oder im Inlande, macht sich bei dem dominierenden Einfluss der geographischen Breite in den Tropen wenig bemerkbar, wird aber

Fig 20



Isoplethen der täglichen Barometerschwankung zu Paris (Annuaire de Montsouris.)

immer erheblicher mit zunehmender Breite und der damit verbundenen Abnahme der Amplitude der normalen täglichen Barometeroscillation. Lokale Störungen werden mit zunehmender Breite immer einflussreicher, und zwar ist es der Sommer, in dem die Störungen am grössten sind

Den Einfluss zunehmender Kontinentalität zeigen die folgenden Beispiele:

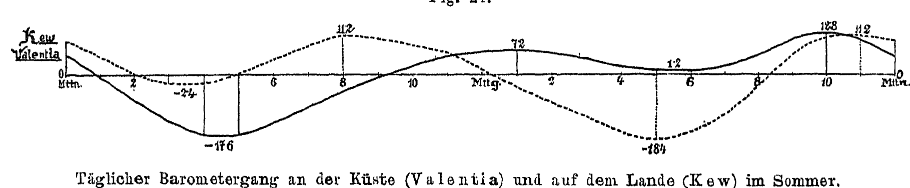
Täglicher Barometergang im Juni in Abweichungen vom Tagesmittel.

Mitt.	2	4	6	8	10	Mittg.	2	4	6	8	10
Valentia, westlichster Punkt Irlands, 51.9° N., 10.3° W.											
.14	—.18	—.44*	—.34	—.12	.06	**.17**	.16	0.07	.03*	.14	**.32**
Kew, England, 51.5° N., 0.3° W.											
.25	.01	—.06*	.11	**.28**	.21	.04	—.20	—.41*	—.41	—.09	**.27**
Irkutsk, Ostsibirien, 52.3° N., 104.3° E.											
.12	.25	.44	.70	**.81**	.52	.04	—.58	—.92*	—.90	—.49	—.02

An der Küste wird besonders im Sommer das Nachmittagsminimum des Barometers ebenso abgeschwächt, wie über dem Festlande das nächtliche Minimum, dagegen tritt das Morgenminimum sehr vertieft auf, sowie über dem Lande das Nachmittagsminimum. Diese beiden vertauschen also ihre Rollen. Das Charakteristische des täglichen Ganges des Barometers an den Küsten und auf Inseln in etwas höheren Breiten besteht in einem sehr ausgesprochenen nächtlichen Minimum, dagegen sehr stark abgeschwächten Nachmittagsminimum.[1]) Daneben ist das Vormittagsmaximum wenig entwickelt gegenüber dem Abendmaximum, und der Eintritt des ersteren verspätet sich bis 1 h nachmittags. Umgekehrt tritt dasselbe im Innern des Landes schon um 8 h morgens ein, 5 Stunden früher, und der Betrag desselben übertrifft jenen des Abendmaximums.

Die folgende Fig. 21 zeigt den Unterschied im Barometergange an der Küste und auf dem Lande. Am Vormittag ist der Luftdruck über dem Lande höher, nachmittags über dem Meere.[2])

Fig. 21.



Täglicher Barometergang an der Küste (Valentia) und auf dem Lande (Kew) im Sommer.

Am extremsten tritt der Einfluss des Landes (noch verstärkt durch Thallage) in Irkutsk auf. Im Frühsommer verschwindet hier der nächtliche Gang vollkommen, es giebt nur ein Maximum und ein Minimum des Luftdruckes im Laufe des Tages, die tägliche Barometerkurve erscheint in der Form einer umgekehrten Temperaturkurve mit verspätetem Morgenmaximum; das Nachmittagsminimum erreicht fast einen Betrag wie in den Tropen.[3])

b) Täglicher Gang in Thälern gegenüber jenem in freien Lagen in gleicher Breite. Die tägliche Barometerkurve von Irkutsk zeigt die Eigentümlichkeiten der Thallagen im Sommer. Charakteristisch für dieselbe ist: Sehr tiefes Nachmittags-

[1]) Über dem europäischen Nordmeer zwischen Norwegen, Grönland, Jan Mayen, Spitzbergen ist das Nachmittagsminimum sogar ganz verloren gegangen, wie folgende Ergebnisse der norwegischen Nordmeerexpedition zeigen (nach Mohn). Mittel von 123 Sommertagen, mittlere Breite etwa 69° N. (zwischen 62° und 80° N.).

Täglicher Gang des Barometers im Sommer über dem Europäischen Nordmeer.
Abweichungen vom Tagesmittel.

Mitt.	2	4	6	8	10	Mittg.	2	4	6	8	10
0.00	—0.18	—0.30	—0.21	—0.09	0.00	0.16	0.25	0.21	0.13	0.08	0.07

Das ist, wie man sieht, eigentlich eine Temperaturkurve mit einem Minimum am Morgen und einem Maximum zwischen 2h und 4h nachmittags! In der Gleichung des täglichen Ganges tritt aber doch eine kleine doppelte Schwankung auf:

$$0.224 \sin (208.5^0 + x) + 0.061 \sin (100.9^0 + 2x).$$

Die Amplitude der ganztägigen Schwankung ist aber fast viermal grösser als die der halbtägigen, die Grösse der letzteren ist der Breite entsprechend. S. später S. 189.

[2]) Die der Figur eingeschriebenen Zahlen sind Tausendteile des englischen Zolles.

[3]) Im Winter ist dagegen der tägliche Barometergang normal und der geographischen Breite entsprechend.

minimum, nahezu oder ganz unterdrücktes nächtliches Minimum, früher Eintritt und Verstärkung des Vormittagsmaximums, verspäteter Eintritt des Abendmaximums, das zugleich wenig zur Geltung kommt oder ganz verschwindet Selbst im Jahresmittel ist dieser stark dominierende Einfluss des Sommers noch zu erkennen — im Winter ist der tägliche Gang ziemlich normal

In den folgenden Beispielen ist eine Thalstation, Klagenfurt, zwischen zwei in nahe gleichen Breiten liegenden Stationen eingestellt, von denen die eine Insellage hat, die andere auf einer grossen Ebene im Innern des Landes liegt

Täglicher Gang des Luftdruckes

Mitt	2	4	6	8	10	Mittg	2	4	6	8	10	Mittel
Jersey, 49 2° N, 2 1° W Jahr												
11	—14	—32*	—21	14	**35**	20	—11	—24*	—12	10	**21**	18
Klagenfurt, 46 5° N, 14 3° E Jahr												
32	31	32	42	**.49**	33	—12	—63	—83*	—66	—17	20	40
Kalocsa, 46 5° N, 19 0° E Jahr												
.13	08	—06*	—01	27	**39**	25	—22	—44*	—35	—11	07	20
Bozen, 46 5° N, 11 3° E Sommer												
65	76	87	1 19	**1 23**	65	—27	—1 22	—1 75*	—1 62	—68	24	92

Jersey und Kalocsa unterscheiden sich nur wenig, auf Jersey ist das Morgenminimum tiefer, das Nachmittagsminimum um die Hälfte kleiner, auch darin ist der kontinentale Charakter von Kalocsa ausgeprägt, dass das Abendmaximum erst um Mitternacht eintritt

Aber wie sehr verschieden ist der Barometergang in dem unter gleicher Breite liegenden Klagenfurt und namentlich in Bozen, das in einem tief eingeschnittenen, sehr warmen Gebirgsthale liegt Selbst im Jahresmittel ist nur ein Maximum und ein Minimum im Laufe des Tages bemerkbar (das Nachtminimum kaum angedeutet) und die Amplitude ist eine tropische, 2 3 mm Noch mehr ist dies im Sommer der Fall, die Amplitude ist dann 3 0 mm! Selbst in den Tropen ist dies selten Das Morgenmaximum tritt schon um 8 h (in den Stundenmitteln schon um 7 h) ein Die tägliche Barometerkurve von Bozen ist die eingeschlossener, grösserer, stark erwärmter Thalkessel, auch Klagenfurt zeigt dasselbe, nur weniger extrem (Amplitude im Juli 2 0 mm) In solchen Thälern scheint die doppelte tägliche Schwankung verloren gegangen zu sein Dass Wirkungen der täglichen Wärmeschwankung dabei im Spiele sind, ist unverkennbar

c) Täglicher Gang des Barometers an Bergabhängen und auf Berggipfeln Der tägliche Barometergang auf Berggipfeln zeigt gegenüber jenem der benachbarten Niederung ganz dieselben Unterschiede, wie die Küstenstationen gegenüber den Orten im Innern des Landes Das Morgenminimum ist sehr tief, das Nachmittagsminimum abgeschwächt, und zwar beides zunehmend mit der relativen Höhe. Die Wendestunden bleiben aber in den Tropen ungeändert bis zu sehr grossen Höhen

Mittlerer täglicher Barometergang [1])

Mitt	2	4	6	8	10	Mittg	2	4	6	8	10	Mittel
Madras, 13° 4′ N, 77 9° E. 7 m												
45	—29	—57*	—02	1 15	**1 49**	57	—82	—1 56*	—1 13	—04	**73**	75
Dodabetta Peak, 11° 24′ N., 76 8° E 2631 mm												
12	—55	—82*	—34	52	**1 02**	55	—29	—62*	—34	22	**54**	48

In höheren Breiten aber, wo der normale tägliche Barometergang mit viel kleineren Amplituden auftritt, erscheint derselbe auf den Berggipfeln schon sehr verändert Auf dem Faulhorn z B., welches fast die gleiche Seehöhe wie der Dodabettagipfel in Südindien hat (2673 m), tritt das Vormittagsmaximum erst um 1^h nachmittags ein und das Nachmittagsmaximum erst um 5^h und geht auch nicht mehr unter das Tagesmittel hinab (+ 0 13)

[1]) Mittel aus denselben 77 Tagen oben und unten, aber die Madras-Beobachtungen sind 19 Minuten früher angestellt

Die Abänderung des täglichen Barometerganges mit zunehmender Seehöhe zeigt folgende kleine Tabelle:

Täglicher Gang des Barometers im Sommer in verschiedenen Seehöhen.

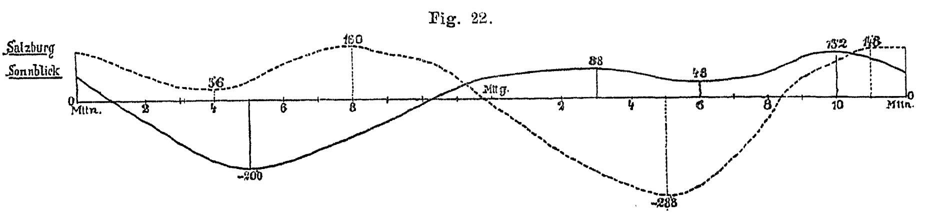
Mitt.	2	4	6	8	10	Mittg.	2	4	6	8	10
Zell a. S., 770 m, Thal.											
.51	.41	.36*	.49	**.54**	.26	—.28	—.72	—.92*	—.76	—.20	.35
Bad Fusch, 1180 m, Berglehne.											
.46	.30	.07	.02*	.09	**.13**	—.09	—.39	—.51*	—.45	—.04	.38
Kolm Saigurn, 1600 m, Berglehne.											
.27	—.13	—.32*	—.24	—.05	**.07**	.03	—.07	—.11*	—.05	.23	**.41**
Obir, 2040 m, Gipfel.											
.20	—.09	—.36*	—.33	—.11	.13	**.24**	.13	—.02	—.12*	.04	**.28**
Säntis, 2500 m, Gipfel.											
.16	—.18	—.41*	—.39	—.20	.00	**.15**	**.15**	.11	.08*	.21	**.30**
Sonnblick, 3100 m, Gipfel.											
.18	—.15	—.45*	—.45*	—.27	—.04	.16	**.21**	.19	.12*	.19	**.33**
Mont Blanc, 4360 m, Gipfellage.											
.02	—.24	—.37*	—.37*	—.19	.04	.12	**.15**	.15*	.17	**.31**	.23

Auf dem Mont Blanc ist ein Nachmittagsminimum fast nicht mehr vorhanden, es tritt um 5h ein, Abweichung 0.14⁰.

Das Morgenminimum und Morgenmaximum des Barometers in verschiedenen Seehöhen.

	Zell a. S.	Bad Fusch	Kolm Saigurn	Schafberg	Obir	Säntis	Sonnblick	Mont Blanc
Seehöhe	770	1180	1600	1780	2040	2500	3100	4359
Morgenminimum (4—5h am überall)								
Betrag in mm	0·36	0·02	—0·32	—0·35	—0·38	—0·44	—0·50	—0·53
Morgenmaximum								
Eintrittszeit	7h am	9h am	$10^1/_2$h a	11h a	Mittag	1h pm	3h p	$1^1/_2$h p
Betrag in mm	0·54	0·14	0·07	0·19	0·24	0·17	0·22	0·28

Fig. 22.



Täglicher Barometergang zu Salzburg und auf dem Sonnblickgipfel.

In unseren Breiten (46—47⁰) ist demnach auf höheren Bergen der tägliche Gang des Barometers ganz verändert und fast nicht mehr zu erkennen. Das Barometer steht bei Nacht unter dem Mittel, bei Tage über dem Mittel, die Luftdruckkurve wird der Temperaturkurve ähnlich. Das nächtliche Minimum nimmt anfangs mit der Höhe zu, später wieder ab, weil ja die Barometerschwankungen überhaupt im Verhältnis des Luftdruckes mit der Höhe abnehmen. Das Nachmittagsminimum verschwindet allmählich fast ganz. Nur das Abendmaximum behauptet in allen Höhen bis zu 4 km ziemlich genau seine Lage und seine Grösse.

Die vorstehende Fig. 22 veranschaulicht die Unterschiede im täglichen Barometergang am Fusse und auf dem Gipfel eines hohen Berges unter 47⁰ Breite.

3. Einfluss der Witterung auf den täglichen Barometergang. Die Regelmässigkeit, mit welcher in den Tropen die tägliche Barometerschwankung

unter allen Witterungsverhältnissen vor sich geht, hat für den Reisenden, der aus höheren Breiten in die Tropen kommt, stets etwas Überraschendes. Die Regen- und Gewitterstürme stören den täglichen Gang des Barometers zwischen den Wendekreisen nicht, nur die zuweilen auftretenden Wirbelstürme, weshalb eine erhebliche Störung im täglichen Barometergang auf das Herannahen oder den seitlichen Vorübergang eines solchen aufmerksam macht [1].

Diese Regelmässigkeit des täglichen Barometerganges fällt namentlich bei Betrachtung der Registrierungen der Barographen in den Tropen in die Augen. Jeden Tag zeichnen dieselben die zwei Doppelwellen, nur deren allgemeines Niveau hebt oder senkt sich.

In höheren Breiten kommt der tägliche Gang des Barometers, wenige ganz ruhige Sommertage ausgenommen, nur mehr in den Stundenmitteln ganzer Monate regelmässig zum Vorschein. Doch gleichen sich dieselben Monate in verschiedenen Jahren nicht ganz, der Barometergang derselben Jahreszeit ist in verschiedenen Jahrgängen ein anderer, je nachdem die Witterung heiter oder trüb und regnerisch war. Lamont hat zuerst auf diese Unterschiede aufmerksam gemacht, die sich für die Theorie als von Wichtigkeit erwiesen haben. Er berechnete für München den täglichen Gang für ganz heitere und ganz trübe Tage und wies jene charakteristischen Unterschiede nach, die er für seine Anschauung der Natur des täglichen Barometerganges verwertete [2].

Die folgenden Daten für den täglichen Gang des Barometers an ganz heiteren und ganz trüben Tagen zu Zürich mögen eine Vorstellung der charakteristischen Unterschiede geben [3].

Täglicher Gang des Barometers im Sommer zu Zürich

	Mitt.	2	4	6	8	10	Mittg.	2	4	6	8	10
Heiter	**12**	06*	08	40	**61**	54	15	—32	—62	—71*	—33	02
Trüb	34	07	—.22*	—15	05	**15**	—08	—27	—29*	—22	25	**42**

Bei heiterem Wetter ist das Vormittagsmaximum viel stärker entwickelt als das Abendmaximum, bei trübem Wetter verhält es sich umgekehrt (das Vormittagsmaximum ist dann in Zürich viermal kleiner als bei heiterem Wetter!). Der tägliche Gang bei heiterem Wetter entspricht jenem im Inlande (s. Kew), der bei trübem Wetter jenem an den Küsten (Valentia s. S. 181).

Die zwei Figuren (23 und 24) auf S. 185 lassen die charakteristischen Unterschiede sehr deutlich hervortreten.

Dies sind die wichtigsten Typen der täglichen Barometerschwankung.

B. Die Erklärungsversuche der täglichen Barometerschwankung. Dass die tägliche Barometerschwankung mit der täglichen Erwärmung der Atmosphäre im Zusammenhange stehe, erscheint beim Studium der Eigenschaften dieser Erscheinung als sehr wahrscheinlich. Aber die tägliche Temperaturperiode in der Atmosphäre ist eine einfache, jene des Luftdruckes eine doppelte. Die Erklärung

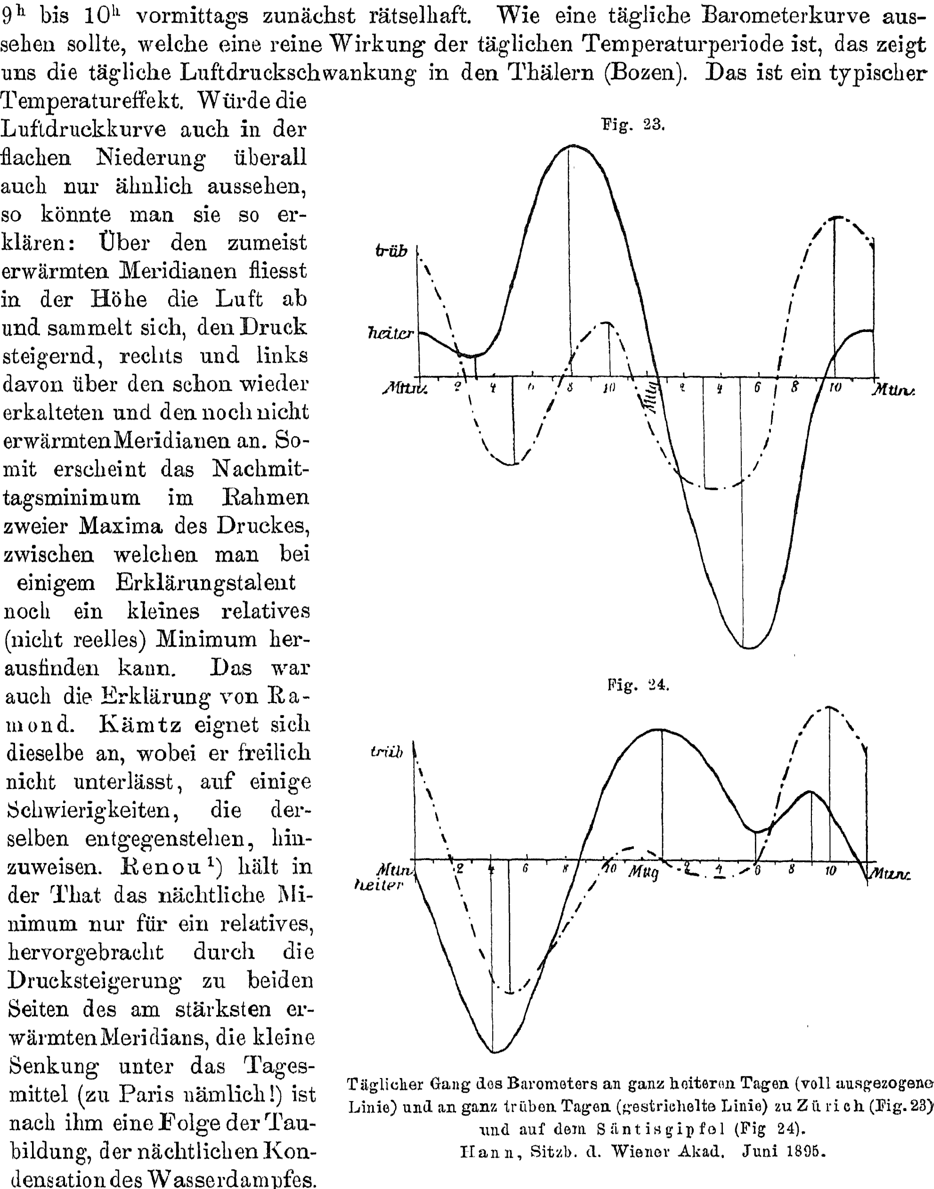
---

[1]) Thibaut de Chauvalot, der 1751 die tägliche Barometeroscillation auf Martinique beobachtete, hat zuerst auf die unstörbare Regelmässigkeit derselben aufmerksam gemacht. „Die grössten Revolutionen in der Atmosphäre stören nicht den periodischen Gang des Barometers. Mitten unter heftigen Regen, Stürmen, Gewittern steigt und fällt das Barometer, wenn die Stunde zum Steigen und Fallen gekommen ist, ganz so, als wenn in der Atmosphäre volle Ruhe wäre.“

[2]) Pogg. Annalen CXIV pag. 281. Sitzungsberichte der Münchener Akademie 1862. I. Lamont, Über die tägliche Oscillation des Barometers. S. 121.

[3]) Hann, Der tägliche Gang des Barometers an heiteren und trüben Tagen. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. CIV. Juni 1895. S. 505—564.

des Nachmittagsminimums würde natürlich keine Schwierigkeit machen, dagegen ist die Ursache des nächtlichen Minimums und des Eintretens des Maximums um 9^h bis 10^h vormittags zunächst rätselhaft. Wie eine tägliche Barometerkurve aussehen sollte, welche eine reine Wirkung der täglichen Temperaturperiode ist, das zeigt uns die tägliche Luftdruckschwankung in den Thälern (Bozen). Das ist ein typischer Temperatureffekt. Würde die Luftdruckkurve auch in der flachen Niederung überall auch nur ähnlich aussehen, so könnte man sie so erklären: Über den zumeist erwärmten Meridianen fliesst in der Höhe die Luft ab und sammelt sich, den Druck steigernd, rechts und links davon über den schon wieder erkalteten und den noch nicht erwärmten Meridianen an. Somit erscheint das Nachmittagsminimum im Rahmen zweier Maxima des Druckes, zwischen welchen man bei einigem Erklärungstalent noch ein kleines relatives (nicht reelles) Minimum herausfinden kann. Das war auch die Erklärung von Ramond. Kämtz eignet sich dieselbe an, wobei er freilich nicht unterlässt, auf einige Schwierigkeiten, die derselben entgegenstehen, hinzuweisen. Renou[1]) hält in der That das nächtliche Minimum nur für ein relatives, hervorgebracht durch die Drucksteigerung zu beiden Seiten des am stärksten erwärmten Meridians, die kleine Senkung unter das Tagesmittel (zu Paris nämlich!) ist nach ihm eine Folge der Taubildung, der nächtlichen Kondensation des Wasserdampfes.



Täglicher Gang des Barometers an ganz heiteren Tagen (voll ausgezogene Linie) und an ganz trüben Tagen (gestrichelte Linie) zu Zürich (Fig. 23) und auf dem Säntisgipfel (Fig 24).
Hann, Sitzb. d. Wiener Akad. Juni 1895.

Auf die Erklärung, welche W. Dove von dem täglichen Barometergang gegeben hat, braucht nicht eingegangen zu werden, da sie auf der Berechnung des sog. Druckes der trockenen Luft beruht, welche später als irrtümlich nachgewiesen

[1]) Annuaire de la Soc. Mét. de France. T. XXVI. pag. 141. April 1878. S. Auszug in Zeitschrift f. Met. B. XIII. 1878. S. 304.

werden wird. Von grösserem theoretischen Interesse ist die Erklärung des Morgenmaximums von Espy (1840), Davies (1859) und Kreil (1861), welche später H. Blanford wieder aufgenommen und durch seine reichen meteorologischen Kenntnisse zu stützen versucht hat [1]).

Das Prinzip dieser Erklärung beruht darauf, dass das Barometer nicht immer das Gewicht der Atmosphäre allein angiebt, sondern auch als Manometer wirkt, wenn eine rasche Drucksteigerung stattfindet, die sich nicht rasch genug durch die ganze Höhe der Atmosphäre fortpflanzen kann. Eine solche tritt nach den Genannten ein am Vormittag zur Zeit der raschesten Temperaturzunahme. Das vormittägige Barometermaximum stellt sich durchschnittlich eine halbe Stunde und darüber nach der Zeit der raschesten Wärmezunahme der unteren Luftschichten ein. Es ist der Reaktionsdruck der sich rasch ausdehnenden Luft. Lamont hatte gegen diese Ansicht schon eingewendet, dass die Atmosphäre sich ja frei nach oben ausdehnen könne, dieser Reaktionsdruck also unmerklich ausfallen musste. Blanford wendet dagegen ein, dass die sehr kalten oberen Schichten von grosser Dicke wie eine feste Umhüllung wirken müssten, so dass die durch den Zuwachs der Spannung entstehende Welle elastischer Kompression nur langsam nach oben sich fortpflanzen könne [2]).

Das Abendmaximum erklärt Blanford ähnlich wie Kreil durch die Hemmung, welche die niedersinkende Bewegung der Atmosphäre bei der Abkühlung und Kontraktion am Abend zwischen 7 h und 10 h erfährt. Die Abnahme der Bewölkung und der Regenmenge, welche überall am Abend eintritt, und auf eine Kompression und dynamische Erwärmung der Atmosphäre im Wolkenniveau hindeutet, scheint dafür zu sprechen [3]).

Alle diese Erklärungen erweisen sich als unhaltbar, sobald man die Erscheinung der täglichen Barometeroscillation in ihrem Auftreten auf der ganzen Erdoberfläche betrachtet. Der Fehler, in den alle oben genannten Autoren verfallen sind, lag darin, dass sie die Erscheinung immer nur in ihrem Auftreten an bestimmten wenigen Orten untersucht und zur Prüfung ihrer Theorien herbeigezogen haben. Die erwähnten Erklärungsversuche würden sich sogleich in ihrer Schwäche gezeigt haben, wenn versucht worden wäre, die tägliche Barometerschwankung als terrestrisches Phänomen aufzufassen.

Das Unzutreffende der obigen Erklärungen kann hier nur an ein paar Beispielen erläutert werden. Dass das nächtliche Minimum ein reelles Minimum ist, für das eine besondere Ursache gesucht werden muss, und dass es nicht bloss die natürliche Druckabnahme zwischen den beiden Barometermaximis ist, etwa noch durch den Taufall verstärkt (Renou), zeigen die Beobachtungen auf den offenen Ozeanen. Das nächtliche Minimum ist hier sehr erheblich und giebt dem Nachmittagsminimum wenig nach, ja übertrifft dasselbe noch mit zunehmender Breite.

Offener Ozean

	Minimum		Maximum		Mittlere Amplitude	Mittlere Ordinate
	1h am	4h pm	9h am	10h pm		
Äquatorial-R.	—0.74	—1.30	1.08	0.89	2.0	0.64
10° Breite	—0.68	—0.98	0.89	0.75	1.8	0.54
33½° „	—0.64	—0.40	0.69	0.28	1.0	0.34
Dagegen Nukuss, Steppen von West-Turkestan						
42½° „	—0.21	—0.48	0.71	0.09	0.7	0.28

Die Annahme von Blanford und Anderen, dass das Vormittagsmaximum ein Reaktionsdruck sei infolge rascher Steigerung der Temperatur und Ausdehnung der Luft, wird desgleichen hinfällig bei Betrachtung der Grösse des Vormittagsmaximums über dem Ozean. Die stündliche maximale Wärmezunahme ist hier kaum 0.2° pro Stunde (ganze Tagesschwankung auch nur 1.5), und doch ist das Vormittagsmaximum daselbst grösser als auf der Ebene bei Nukuss, wo die rascheste Wärmezunahme (8—9 h) 2.1° beträgt, also zehnmal grösser ist, die ganze Amplitude ist zu Nukuss bei einer

---

[1]) Rep. British Assoc. 1840. Part II. S. 55. — Edinburgh Phil. Journ. Vol. X. 1859. S. 225. — Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. 43. S. 121. — Proc. R. Soc. Vol. 44. S. 410. May 1888.

[2]) S. auch Sprung, Lehrbuch der Meteorologie. S. 336.

[3]) Blanford, l. c., und Kreil, Über die täglichen Schwankungen des Luftdruckes. Der Autor stellt sich den „aufsteigenden Luftstrom" des Nachmittags als ein allgemeines gleichzeitiges Aufsteigen der Luft über der ganzen Gegend vor, ähnlich das Herabsinken der Luft am Abende. Diese Vorstellung ist unrichtig, ja unmöglich, den wirklichen Vorgang findet man S. 52 beschrieben. Derselbe kann aber an sich keine Druckänderungen zur Folge haben.

mittleren Tagesschwankung von 12° nur 0.7 mm, dagegen über dem Ozean bei kaum 1½° Tagesschwankung 2 mm. Von einer unmittelbaren Beziehung der Erwärmung der unteren Schichten der Atmosphäre zur regelmässigen täglichen Barometerschwankung kann deshalb keine Rede sein.

Es ist wohl zu beachten, dass die Art des Auftretens derselben über dem Ozean vor allem massgebend sein muss für alle Erklärungsversuche Der Grosse Ozean allein nimmt unter 10° nördl. Br. fast die Hälfte des Erdumfanges ein (ca. 140 Längegrade) und gerade über dem Ozean (und weiten Flachländern) tritt die Erscheinung der doppelten Barometerschwankung am regelmässigsten auf.

Lamonts Methode der Untersuchung und seine Ansichten über die Natur der Erscheinung. Der einzige Weg, der zu einem wirklichen Verständnis der täglichen Barometerschwankung führen kann, ist deren Zerlegung in eine ganztägige und in eine halbtägige Periode. Die Erscheinungen der täglichen Barometeroscillation an den Küsten, in Gebirgsthälern, sowie auf hohen Bergen weist deutlich genug darauf hin, dass hier der normalen doppelten täglichen Periode eine Luftdruckschwankung örtlichen Ursprungs aufgesetzt ist, die offenbar der Hauptsache nach nur eine tägliche Periode hat und durch periodische Verlagerungen von Luftmassen infolge der täglichen Temperaturänderungen verursacht wird, die wir später näher werden kennen lernen (Land- und Seewinde, Berg- und Thalwinde, tägliche Hebung und Senkung der Flächen gleichen Druckes). Luftdruckperioden von halbtägiger Dauer örtlichen Ursprungs sind dagegen wenig wahrscheinlich und jedenfalls sehr geringfügig. Es ergiebt sich daraus der Vorteil, der durch die Absonderung der täglichen Periode der Druckschwankung von der halbtägigen zu erzielen sein wird. Wir dürfen hoffen, dadurch eine tiefere Einsicht in die Natur der Erscheinung zu bekommen, wenn wir die halbtägige Periode für sich untersuchen können, die ja nach den Beobachtungen in den Tropen und auf den Ozeanen weitaus den Hauptteil der Erscheinung ausmacht.

Der erste, der diesen Weg konsequent und mit Erfolg beschritten hat, war Lamont.[1]) Er konnte, indem er die Zerlegung der beobachteten täglichen Barometerschwankung in eine tägliche und eine halbtägige Schwankung für viele Orte auf der ganzen Erde durchführte, zeigen, dass nur der eine Bestandteil, die ganztägige Oscillation, örtlichen Einflüssen und zwar in hohem Grade unterliegt, während der zweite Bestandteil, die halbtägige Oscillation, eine ausserordentliche Regelmässigkeit, unabhängig von Örtlichkeit, Jahreszeit und Witterung, in ihrem Auftreten zeigt, wie dies sonst bei meteorologischen Erscheinungen nicht vorkommt, und an die Gesetzmässigkeit kosmischer Vorgänge erinnert. Er nannte dieses Glied (wegen der doppelten Periode) Ebbe- und Flutglied und stellte die Hypothese eines kosmischen Ursprungs desselben auf, während das erste Glied, die ganztägige Periode, der örtlichen täglichen Wärmeschwankung zuzuschreiben ist und deshalb wie diese grosse örtliche und zeitliche Verschiedenheiten aufweist.

Einige Beispiele mögen zeigen, wie durch die Zerlegung der an sich so komplizierten beobachteten täglichen Barometerschwankung in eine ganztägige und eine halbtägige Periode (Trennung der doppelten täglichen Oscillation) Klarheit in die Erscheinung gebracht wird. Für dieselben Orte, für welche oben (S. 181 182) die beobachtete Druckschwankung und die Abweichungen vom Tagesmittel mitgeteilt worden sind, folgen hier die Amplituden und Phasenzeiten der ganztägigen und halbtägigen Oscillation, in welche dieselbe zerlegt werden kann. Die einfache Methode, nach welcher dies erreicht wird, findet man im Anhange in ganz elementarer Weise erläutert. In den folgenden Gleichungen des täglichen Ganges ist x der veränderliche Winkel, der pro Stunde um 15° fortschreitet, und für Mittn. = 0 ist. Die Koëffizienten der Sinusglieder sind die Amplituden der Druckschwankung; die konstanten Winkel in den Klammern entsprechen den Phasenzeiten. Einer Änderung um 1° derselben, z. B. einer Zunahme, entspricht im ersten Gliede eine Verfrühung des Eintreffens der Extreme um 4 Minuten, im zweiten Gliede um 2 Minuten.

---

[1]) Lamont, Über die tägliche Oscillation des Barometers. Sitzungsberichte der k. bayrischen Akademie. Febr. 1862. S. 89. Man hat natürlich schon vor Lamont die beobachtete Druckschwankung in Sinusreihen aufgelöst, aber ohne daraus die entsprechenden Konsequenzen zu ziehen.

werden wird. Von grösserem theoretischen Interesse ist die Erklärung des Morgenmaximums von Espy (1840), Davies (1859) und Kreil (1861), welche später H. Blanford wieder aufgenommen und durch seine reichen meteorologischen Kenntnisse zu stützen versucht hat [1]).

Das Prinzip dieser Erklärung beruht darauf, dass das Barometer nicht immer das Gewicht der Atmosphäre allein angiebt, sondern auch als Manometer wirkt, wenn eine rasche Drucksteigerung stattfindet, die sich nicht rasch genug durch die ganze Höhe der Atmosphäre fortpflanzen kann. Eine solche tritt nach den Genannten ein am Vormittag zur Zeit der raschesten Temperaturzunahme. Das vormittägige Barometermaximum stellt sich durchschnittlich eine halbe bis eine Stunde und darüber nach der Zeit der raschesten Wärmezunahme der unteren Luftschichten ein. Es ist der Reaktionsdruck der sich rasch ausdehnenden Luft. Lamont hatte gegen diese Ansicht schon eingewendet, dass die Atmosphäre sich ja frei nach oben ausdehnen könne, dieser Reaktionsdruck also unmerklich ausfallen müsste. Blanford wendet dagegen ein, dass die sehr kalten oberen Schichten von grosser Dicke wie eine feste Umhüllung wirken mussten, so dass die durch den Zuwachs der Spannung entstehende Welle elastischer Kompression nur langsam nach oben sich fortpflanzen konnte [2]).

Das Abendmaximum erklärt Blanford ähnlich wie Kreil durch die Hemmung, welche die niedersinkende Bewegung der Atmosphäre bei der Abkühlung und Kontraktion am Abend zwischen 7h und 10h erfährt. Die Abnahme der Bewölkung und der Regenmenge, welche überall am Abend eintritt, und auf eine Kompression und dynamische Erwärmung der Atmosphäre im Wolkenniveau hindeutet, scheint dafür zu sprechen [3]).

Alle diese Erklärungen erweisen sich als unhaltbar, sobald man die Erscheinung der täglichen Barometeroscillation in ihrem Auftreten auf der ganzen Erdoberfläche betrachtet. Der Fehler, in den alle oben genannten Autoren verfallen sind, lag darin, dass sie die Erscheinung immer nur in ihrem Auftreten an bestimmten wenigen Orten untersucht und zur Prüfung ihrer Theorien herbeigezogen haben. Die erwähnten Erklärungsversuche würden sich sogleich in ihrer Schwäche gezeigt haben, wenn versucht worden wäre, die tägliche Barometerschwankung als terrestrisches Phänomen aufzufassen.

Das Unzutreffende der obigen Erklärungen kann hier nur an ein paar Beispielen erläutert werden. Dass das nächtliche Minimum ein reelles Minimum ist, für das eine besondere Ursache gesucht werden muss, und dass es nicht bloss die natürliche Druckabnahme zwischen den beiden Barometermaximis ist, etwa noch durch den Taufall verstärkt (Renou), zeigen die Beobachtungen auf den offenen Ozeanen. Das nächtliche Minimum ist hier sehr erheblich und giebt dem Nachmittagsminimum wenig nach, ja übertrifft dasselbe noch mit zunehmender Breite.

Offener Ozean.

	Minimum		Maximum		Mittlere Amplitude	Mittlere Ordinate
	4h am	4h pm	9h am	10h pm		
Äquatorial-R.	−0.74	−1.30	1.08	0.89	2.0	0.64
10° Breite	−0.68	−0.98	0.89	0.75	1.8	0.54
33½° "	−0.64	−0.40	0.69	0.28	1.0	0.34
Dagegen Nukuss, Steppen von West-Turkestan						
42½° "	−0.21	−0.48	0.71	0.09	0.7	0.28

Die Annahme von Blanford und Anderen, dass das Vormittagsmaximum ein Reaktionsdruck sei infolge rascher Steigerung der Temperatur und Ausdehnung der Luft, wird desgleichen hinfällig bei Betrachtung der Grösse des Vormittagsmaximums über dem Ozean. Die stündliche maximale Wärmezunahme ist hier kaum 0.2° pro Stunde (ganze Tagesschwankung auch nur 1.5), und doch ist das Vormittagsmaximum daselbst grösser als auf der Ebene bei Nukuss, wo die rascheste Wärmezunahme (8—9h) 2.1° beträgt, also zehnmal grösser ist, die ganze Amplitude ist zu Nukuss bei einer

---

[1]) Rep. British Assoc. 1840. Part II. S. 55. — Edinburgh Phil. Journ. Vol. X. 1859. S. 225. — Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. 43. S. 121. — Proc. R. Soc. Vol. 44. S. 410. May 1888.

[2]) S. auch Sprung, Lehrbuch der Meteorologie. S. 336.

[3]) Blanford, l. c., und Kreil, Über die täglichen Schwankungen des Luftdruckes. Der Autor stellt sich den „aufsteigenden Luftstrom" des Nachmittags als ein allgemeines gleichzeitiges Aufsteigen der Luft über der ganzen Gegend vor, ähnlich das Herabsinken der Luft am Abende. Diese Vorstellung ist unrichtig, ja unmöglich, den wirklichen Vorgang findet man S. 52 beschrieben. Derselbe kann aber an sich keine Druckänderungen zur Folge haben.

mittleren Tagesschwankung von 12° nur 0.7 mm, dagegen über dem Ozean bei kaum 1½° Tagesschwankung 2 mm. Von einer unmittelbaren Beziehung der Erwärmung der unteren Schichten der Atmosphäre zur regelmässigen täglichen Barometerschwankung kann deshalb keine Rede sein.

Es ist wohl zu beachten, dass die Art des Auftretens derselben über dem Ozean vor allem massgebend sein muss für alle Erklärungsversuche Der Grosse Ozean allein nimmt unter 10° nördl. Br. fast die Hälfte des Erdumfanges ein (ca. 140 Längegrade) und gerade über dem Ozean (und weiten Flachländern) tritt die Erscheinung der doppelten Barometerschwankung am regelmässigsten auf.

Lamonts Methode der Untersuchung und seine Ansichten über die Natur der Erscheinung. Der einzige Weg, der zu einem wirklichen Verständnis der täglichen Barometerschwankung führen kann, ist deren Zerlegung in eine ganztägige und in eine halbtägige Periode. Die Erscheinungen der täglichen Barometeroscillation an den Küsten, in Gebirgsthälern, sowie auf hohen Bergen weist deutlich genug darauf hin, dass hier der normalen doppelten täglichen Periode eine Luftdruckschwankung örtlichen Ursprungs aufgesetzt ist, die offenbar der Hauptsache nach nur eine tägliche Periode hat und durch periodische Verlagerungen von Luftmassen infolge der täglichen Temperaturänderungen verursacht wird, die wir später näher werden kennen lernen (Land- und Seewinde, Berg- und Thalwinde, tägliche Hebung und Senkung der Flächen gleichen Druckes). Luftdruckperioden von halbtägiger Dauer örtlichen Ursprungs sind dagegen wenig wahrscheinlich und jedenfalls sehr geringfügig. Es ergiebt sich daraus der Vorteil, der durch die Absonderung der täglichen Periode der Druckschwankung von der halbtägigen zu erzielen sein wird. Wir dürfen hoffen, dadurch eine tiefere Einsicht in die Natur der Erscheinung zu bekommen, wenn wir die halbtägige Periode für sich untersuchen können, die ja nach den Beobachtungen in den Tropen und auf den Ozeanen weitaus den Hauptteil der Erscheinung ausmacht.

Der erste, der diesen Weg konsequent und mit Erfolg beschritten hat, war Lamont.[1]) Er konnte, indem er die Zerlegung der beobachteten täglichen Barometerschwankung in eine tägliche und eine halbtägige Schwankung für viele Orte auf der ganzen Erde durchführte, zeigen, dass nur der eine Bestandteil, die ganztägige Oscillation, örtlichen Einflüssen und zwar in hohem Grade unterliegt, während der zweite Bestandteil, die halbtägige Oscillation, eine ausserordentliche Regelmässigkeit, unabhängig von Örtlichkeit, Jahreszeit und Witterung, in ihrem Auftreten zeigt, wie dies sonst bei meteorologischen Erscheinungen nicht vorkommt, und an die Gesetzmässigkeit kosmischer Vorgänge erinnert. Er nannte dieses Glied (wegen der doppelten Periode) Ebbe- und Flutglied und stellte die Hypothese eines kosmischen Ursprungs desselben auf, während das erste Glied, die ganztägige Periode, der örtlichen täglichen Wärmeschwankung zuzuschreiben ist und deshalb wie diese grosse örtliche und zeitliche Verschiedenheiten aufweist.

Einige Beispiele mögen zeigen, wie durch die Zerlegung der an sich so komplizierten beobachteten täglichen Barometerschwankung in eine ganztägige und eine halbtägige Periode (Trennung der doppelten täglichen Oscillation) Klarheit in die Erscheinung gebracht wird. Für dieselben Orte, für welche oben (S. 181/182) die beobachtete Druckschwankung und die Abweichungen vom Tagesmittel mitgeteilt worden sind, folgen hier die Amplituden und Phasenzeiten der ganztägigen und halbtägigen Oscillation, in welche dieselbe zerlegt werden kann. Die einfache Methode, nach welcher dies erreicht wird, findet man im Anhange in ganz elementarer Weise erläutert. In den folgenden Gleichungen des täglichen Ganges ist x der veränderliche Winkel, der pro Stunde um 15° fortschreitet, und für Mittn. = 0 ist. Die Koëffizienten der Sinusglieder sind die Amplituden der Druckschwankung; die konstanten Winkel in den Klammern entsprechen den Phasenzeiten. Einer Änderung um 1° derselben, z. B. einer Zunahme, entspricht im ersten Gliede eine Verfrühung des Eintreffens der Extreme um 4 Minuten, im zweiten Gliede um 2 Minuten.

---

[1]) Lamont, Über die tägliche Oscillation des Barometers. Sitzungsberichte der k. bayrischen Akademie. Febr. 1862. S. 89. Man hat natürlich schon vor Lamont die beobachtete Druckschwankung in Sinusreihen aufgelöst, aber ohne daraus die entsprechenden Konsequenzen zu ziehen.

Gleichungen des täglichen Barometerganges (unter nahe gleicher Breite)

I. Küste und Inland

Valentia	$0.22 \sin(190 + x) + 0.20 \sin(146 + 2x)$
Kew	$0.21 \sin(20 + x) + 0.24 \sin(144 + 2x)$
Irkutsk	$0.76 \sin(5 + x) + 0.26 \sin(157 + 2x)$

II. Insel, Thallage, Ebene

Jersey	$0.04 \sin(262 + x) + 0.27 \sin(144 + 2x)$
Klagenfurt	$0.58 \sin(23 + x) + 0.27 \sin(156 + 2x)$
Kalocsa	$0.22 \sin(357 + x) + 0.25 \sin(137 + 2x)$

Der so bedeutende Unterschied im täglichen Gange des Barometers zu Kew und Valentia (s. Fig. 21) stellt sich hier als ein Effekt der verschiedenen ganztägigen Barometerschwankung heraus, deren Phasenzeiten nahe um 180°, also um 12 Stunden differieren, die halbtägige Schwankung ist ganz die gleiche. Die tägliche Verlagerung von Luftmassen durch die Land- und Seewinde kommt hier zum Ausdruck. Bei Nacht fliesst Luft von der See in der Höhe gegen das Land ab und steigert dort den Druck, das Umgekehrte tritt bei Tag ein, die Luftmassen sind die gleichen, deshalb sind die Amplituden gleich, aber die Phasenzeiten um einen halben Tag verschieden. Auch Irkutsk unterscheidet sich nur durch eine sehr grosse ganztägige Schwankung von Kew, so verschieden die Lage ist, die doppelte Schwankung bleibt doch gleich.

Die Insel Jersey, das Gebirgsbecken von Klagenfurt, die weite Ebene von Kalocsa haben, der nahe gleichen geogr. Breite entsprechend, die gleiche doppelte tägliche Barometerschwankung. Dass in Klagenfurt (s. S. 182) in den Beobachtungen dieselbe gar nicht mehr zu finden ist, indem die Luftdruckschwankung nur ein Maximum und Minimum im Laufe des Tages hat, liegt, wie die Gleichung zeigt, darin, dass infolge der Thallage und starker täglicher Erwärmung eine ganztägige lokale Luftdruckschwankung von so grosser Amplitude vorhanden ist, dass sie die kleinere doppelte tägliche Barometerschwankung, die dabei ungeändert bleibt, maskiert, völlig überdeckt. Durch die Zerlegung der beobachteten Barometerschwankung in ihre periodischen Bestandteile kommt aber die normale tägliche doppelte Oscillation sehr schön wieder zum Vorschein. Wie verschieden ist die Lage der drei Orte Jersey, Klagenfurt und Kalocsa und wie gross die Übereinstimmung der letzteren. Dagegen trägt die ganztägige Schwankung den Stempel der Lokalitäten, in Jersey fehlt sie fast ganz, in Klagenfurt ist sie ganz abnorm stark, in Kalocsa normal. Die überraschend grosse Übereinstimmung der Phasenzeiten (A_2) und Amplituden (a_2) der doppelten täglichen Barometerschwankung unter nahe gleicher Breite aber bei sehr verschiedener Lage zeigt noch folgendes Beispiel.

	Greenwich	Brüssel	Utrecht	Salzuflen	Magdeburg	Chemnitz	Eger	Prag
A_2	143°	147°	141°	150°	145°	141°	148°	141°
a_2	0.23	0.24	0.22	0.25	0.23	0.23	0.27	0.23

Der grösste Phasenunterschied 9° ist gleich 18 m Zeitdifferenz, aber darin stecken noch die Zeitfehler! Die gleiche Übereinstimmung in A_2 und a_2 zeigen auch die Orte in Oberitalien: Mailand, Turin, Modena etc.

Die Unabhängigkeit der doppelten täglichen Barometerschwankung von der Witterung, die zuerst Lamont nachgewiesen hat (später Nakamura für Hamburg, Jesse für Berlin etc.), zeigen folgende Beispiele.

	Zürich		Säntis		Zürich		Säntis	
	A_1	a_1	A_1	a_1	A_2	a_2	A_2	a_2
Heit. Tage	356°	0.50	218°	0.34	149°	0.28	124°	0.18
Trübe „	91°	0.19	147°	0.23	147°	0.28	130°	0.20

Die grosse Verschiedenheit des täglichen Ganges des Barometers an heiteren und trüben Tagen (s. Figur S. 185) beruht also auch nur auf der Abhängigkeit der ganztägigen Barometerschwankung von der Witterung. Die doppelte tägliche Schwankung bleibt ungeändert dieselbe. Bei heiterem Wetter ist die ganztägige Schwankung sehr gross, als lokaler Wärmeeffekt, und hat ihre Flut (Maximum) am Morgen um 6h, ihre Ebbezeit, Minimum, 6h abends, an trüben Tagen ist sie dreimal kleiner, und hat ihr Maximum um Mitternacht, ihr Minimum um Mittag [1])

[1]) Leyst hat in einer grossen wertvollen Arbeit den täglichen Gang des Barometers im Gebiete niedrigen Luftdruckes, in Cyklonen, und in jenen hohen Luftdruckes (Anticyklonen) separat berechnet. Ich habe daraus weitere Ergebnisse abgeleitet.

E. Leyst, Untersuchungen über den täglichen und jährlichen Gang der meteorologischen Elemente an Cyklonen und Anticyklonen Tagen. Wild, Rep. f. Met. B. XVI. Nr. 8. 1893. — Hann, Der tägliche Gang des Barometers an heiteren und trüben Tagen. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. CIV. Juni 1895. S. 548 etc.

C. Die Beschreibung der beobachteten täglichen Barometeroscillation auf Grund ihrer Zerlegung in eine halbtägige und ganztägige Periode.

1. Beschreibung der doppelten täglichen Barometeroscillation (der halbtägigen Schwankung). Die doppelte tägliche Barometerschwankung hat über den Ozeanen am Äquator eine ungefähr dreimal so grosse Amplitude als die ganztägige Schwankung, d. i. 0·92 mm gegen 0·30 etwa, und die Eintrittszeiten der Maxima, die Flutzeiten, sind sehr nahe 10^h morgens und abends und jene der Minima 4^h morgens und abends, während die ganztägige Schwankung im Mittel ziemlich genau um 6^h morgens ihr Maximum und um 6^h abends ihr Minimum erreicht. Der mathematische Ausdruck für die gesamte tägliche Luftdruckschwankung am Äquator über den Ozeanen lautet daher:

$$0{\cdot}3 \sin (0 + x) + 0{\cdot}92 \sin (156 + 2x)$$

Der konstante Winkel 156^0, welcher die Phasenzeiten angiebt, ändert sich im Mittel nur wenig mit der geographischen Breite, d. i. die Flutzeit der Haupterscheinung, der doppelten täglichen Luftdruckschwankung, bleibt in allen Breiten, wo dieselbe noch mit erheblichen Amplituden auftritt, konstant 10^h, die Ebbezeit bleibt 4^h. Eine kleine Abnahme des konstanten Winkels, d. i. eine Verspätung der Flutzeit, macht sich aber doch bemerkbar, unter 40^0 ist derselbe ca. 152^0, unter 50^0 ca. 148^0 (Differenz gegen Äquator $8^0 = 16$ m in Zeit).

Die Abnahme der Amplituden erfolgt sehr nahe im Verhältnis des Quadrates des Kosinus der geographischen Breite. Die mittleren Amplituden sind[1]):

Amplituden der halbtägigen Barometerschwankung.

Breite	Äqu.	5°	10°	15°	20°	25°	30°	35°	40°	45°	50°	55°	60°
Amplitude	0.98	0.96	0.92	0.87	0.81	0.73	0.65	0.55	0.46	0.36	0.27	0.17	0.09

Jährliche Periode dieser Amplituden. Die jährliche Periode der Amplituden ist höchst interessant und für die Theorie sehr wichtig. Die Amplituden erreichen in beiden Hemisphären zugleich zwei Maxima zur Zeit der Äquinoktien, und ein Hauptminimum zur Zeit des Sommersolstitiums der nördlichen Halbkugel.

Die Amplitude ist im Dezember und Januar viel grösser als im Juni und Juli in beiden Hemisphären, obgleich die eine dann Winter, die andere Sommer hat. Die jährliche Periode ist demnach unabhängig von den irdischen Jahreszeiten und richtet sich nach der Stellung der Erde als Planet gegen die

---

Täglicher Gang des Barometers zu St. Petersburg und Pawlowsk im Sommer.

Mitt.	2	4	6	8	10	Mittg.	2	4	6	8	10
I. Cyklonen: tägliche Temperaturschwankung 6.4°, Sonnenscheindauer 5.5 Stunden, Bewölkung 7.2.											
0.25	0.06	—0.13	—0.19	—0.20*	—0.13	—0.05	—0.04	—0.01	0.05	0.17	**0.27**
II. Anticyklonen: tägliche Temperaturschwankung 10.2°, Sonnenscheindauer 11.3 Stunden, Bewölkung 4.4.											
—0.17	—0.03	0.08	0.25	0.36	**0.40**	0.28	0 07	—0.19	—0.38*	—0.36	—0.26

Der tägliche Gang des Barometers in den Cyklonen ist gerade der umgekehrte von jenem in den Anticyklonen und die ganze Erscheinung sieht sehr sonderbar aus. Die Zerlegung ergiebt aber auch hier, dass nur die Änderung der ganztägigen Schwankung daran schuld ist:

Täglicher Gang in den Cyklonen $0.20 \sin (134 + x) + 0.09 \sin (111 + 2x)$

Täglicher Gang in den Anticyklonen $0.37 \sin (323 + x) + 0.07 \sin (116 + 2x)$

Die doppelte tägliche Schwankung ist unverändert; die ganztägige Schwankung in den Cyklonen ist jene bei trübem Wetter und wie diese in der Phasenzeit recht übereinstimmend mit dem Gange an den Küsten, jene in den Anticyklonen entspricht der ganztägigen Schwankung bei heiterem Wetter und im Inlande überhaupt.

Derart bestätigt sich aufs vollkommenste der von Lamont aufgestellte Satz, dass die doppelte tägliche Barometerschwankung von der Witterung unabhängig ist, selbst noch bei so kleinen Amplituden, wie unter 60^0 Breite.

[1]) Aus den Mittelwerten für 11 Gruppen verschiedener Breiten vom Äquator bis 65^0 berechnet nach einer empirischen Formel. Eine rationelle Formel, welche den beobachteten Werten sehr gut entspricht, hat A. Schmid aufgestellt. Sie lautet: $a_2 = (0.988 - 0.573 \sin^2 \varphi) \cos^2 \varphi$.

Sonne Die Amplituden sind auf der ganzen Erde (auch im Winter der nördlichen Halbkugel) grosser im Perihelium als im Aphelium Die doppelte tagliche Barometerschwankung erhalt dadurch etwas von dem Charakter einer kosmisch bedingten Erscheinung

Jahrliche Periode der Amplitude (a_2) der doppelten taglichen Barometeroscillation (mm)

Abweichungen vom Jahresmittel [1])

Jan	Febr	Marz	April	Mai	Juni	Juli	Aug	Sept	Okt	Nov	Dez	Jahr
20° Nordbreite												
037	044	**075**	060	—022	—104	—109*	—065	—005	024	**036**	.034*	.755
22½° Sudbreite												
—018	012	**028**	009	—026	—058*	—044	—007	047	**048**	020	—012	.670
Mittel fur die Tropen												
010	028	**052**	035	—024	—081*	—076	—036	021	**036**	028	.011	713

Derselbe Gang ist auch noch in hoheren Breiten deutlich ausgepragt [2])

2 Die ganztagige Barometerschwankung. Weder die Amplituden noch die Phasenzeiten zeigen eine regelmassige Anderung mit der geographischen Breite Die Ortlichkeit ist fur beide massgebend. Wir haben ja noch in Bozen und Irkutsk Amplituden von tropischem Betrage kennen gelernt Die Phasenzeiten halten sich auf dem Festlande nahe bei einem konstanten Phasenwinkel 0, d h. der Eintritt des Maximums erfolgt um 6^h morgens. In der Nahe des Aquators ist dies auch noch auf den Ozeanen der Fall, in hoheren Breiten verspatet sich auf den Meeren und auf den Kusten und Inseln der Eintritt des Maximums bis gegen Nachmittag und der Phasenwinkel liegt bei 280°

Fur die Abnahme der Amplitude a_1 mit der Breite uber den Kontinenten giebt Angot folgende Mittelwerte

Amplituden der ganztagigen Barometerschwankung (a_1).

Breite	20°	28°	41°	45°	46°	49°	54°
Amplitude	75	98	62	36	26	22	15

---

[1]) Berechnet aus 16 Stationen der nordlichen und sudlichen Hemisphare — vom Aquator bis gegen 40° nordl und sudl Br Die Gleichung des jahrlichen Ganges der Amplituden der doppelten taglichen Barometerschwankung ist im Mittel beider Hemispharen

$$0\,041 \sin(98\,2 + x) + 0\,041 \sin(297\,8 + 2x)$$

Die ganzjahrige und die halbjahrige Periode haben also die gleiche Grosse (Amplitude) Die tropischen Stationen allein bis 20° nordl und sudl Br hatten nur fruher dasselbe ergeben, nur mit grosserer Amplitude)

$$0\,070 \sin(96\,1 + x) + 0\,060 \sin(293\,4 + 2x)$$

Angot hat die Anderung der Amplituden mit der geographischen Breite und deren jahrliche Periode in die eine Formel zusammengefasst

$$a_2 = 0\,026 \frac{\cos^2 \delta}{r^2} \cos^4 \varphi \sin(151 + 2x)$$

δ Deklination der Sonne, r Radius vector φ geographische Breite

[2]) In den Tropen befolgt selbst die direkt beobachtete Barometerschwankung das gleiche Gesetz, weil die doppelte Schwankung stark dominiert

Mittlere Amplitude (Ordinate) der beobachteten taglichen Barometerschwankung in den Tropen

Jan	Febr	Marz	April	Mai	Juni	Juli	Aug	Sept	Okt	Nov	Dez	Jahr
0 58	0 62	**0 64**	**0 64**	0 58	0 54	0 54*	0 57	0 60	**0 62**	0 61	0 59	0 59

Wie regelmässig der jährliche Gang der Amplitude der doppelten Schwankung allein, selbst noch in hoheren Breiten ist, zeigt folgendes Beispiel

Amplitude a_2 der doppelten taglichen Luftdruckschwankung

	Jan	Febr	Marz	April	Mai	Juni	Juli	Aug	Sept	Okt	Nov	Dez	Jahr
Mailand	0 30	0 35	**0 38**	0 36	0 30	0 29*	0 29	0 31	0 32	**0 33**	0 31	0 29	0 32
Turin	0 35	0 39	**0 43**	0 41	0 37	0 34*	0 35	0 38	**0 39**	0 37	0 35	0 34	0 37
Modena	0 34	0 39	0 37	**0 41**	0 32	0 30*	0 30	0 38	**0 40**	0 37	0 39	0 34	0 36
Rom	0 30	0 33	**0 35**	0 32	0 29	0 26*	0 26	0 30	0 35	**0 36**	0 33	0 29	0 31

Doch sind die lokalen Abweichungen davon oft sehr gross. Irkutsk unter 52·3° nördl. Br. hat noch 0·40 mm, während Santiago de Chile unter 33 1/2° südl. Br. in der gleichen Seehöhe nur 0·15 mm Amplitude hat.

Auf den Ozeanen sind die Amplituden der ganztägigen Barometerschwankung klein und nehmen rasch ab; etwa 15° 0·26, 39° 0·15, 44—50° 0·14 mm.

Einfluss der Seehöhe auf die Grösse der täglichen Barometerschwankung. Nur die Amplituden der doppelten täglichen Oscillation nehmen mit der Höhe regelmässig im Verhältnis zum Barometerstande ab, und erweisen sich auch dadurch wieder als eine Oscillation der ganzen Masse der Atmosphäre. Die Amplitude der ganztägigen Oscillation hingegen verrät ihren grösstenteils lokalen Charakter sehr deutlich dadurch, dass sie in Hochthälern noch ebenso stark auftritt, wie in den Thälern der Niederung. Die Amplitude der ganztägigen Schwankung zeigte vorhin auch keine strengere Abhängigkeit von der geographischen Breite. Der ganz verschiedene Charakter der ganztägigen und der halbtägigen Barometerschwankung tritt dadurch sehr deutlich hervor, und damit auch die Berechtigung, ja die Notwendigkeit der Trennung der beiden Schwankungen.

	Breite	Höhe	Luftdruck	Amplituden		Phasenzeiten	
				a_1	a_2	A_1	A_2
Rurki	29·9°	270	733·8	0·66	0·80	325·3	145·5
Simla	31·1	2155	588·9	0·25	0·54	275·4	138·5
Leh	34·2	3506	449·3	0·86	0·51	351·6	154·3

Rurki liegt am Fusse des Himalaya, Simla auf einem Höhenrücken, Leh in einem Hochthale. Daher der so verschiedene Gang des Barometers. Leh hat trotz der grossen Seehöhe eine sehr grosse tägliche Schwankung, grösser als jene am Fuss des Gebirges, Simla eine viel kleinere. Die ganztägige Schwankung erweisst sich so als lokalen Ursprunges. Reduziert man dagegen die Amplituden der halbtägigen Oscillation durch Multiplikation mit 760 : b (b Barometerstand der oberen Station) auf das Meeresniveau, so kommt:

	Rurki	Simla	Leh
Reduzierte halbtägige Oscillation	0·83	0·70	0·86

Man ersicht daraus, dass die halbtägige Schwankung dem Gesetze einer Oscillation der ganzen Atmosphäre folgt.

Der Einfluss der Seehöhe auf die ganztägige Barometerschwankung ist der Hauptsache nach leicht zu beurteilen. Liegt die Station frei auf einer Anhöhe oder auf einem Gipfel, so geschieht folgendes. Durch die Erwärmung der Luftschicht unterhalb, die sich ausdehnt und zum Teil über die Station erhebt, steigt der Luftdruck bei Tag und sinkt infolge deren Abkühlung bei Nacht. Diese Druckvariation addiert sich zu der gewöhnlichen Barometerschwankung. Das nächtliche Minimum wird verstärkt, das nachmittägige Minimum aber mehr oder weniger unterdrückt und sein Eintreten verzögert. Das sehen wir in der Tabelle S. 183. Dieser Einfluss modifiziert, weil von ganztägiger Periode, hauptsächlich auch nur die ganztägige Komponente der täglichen Barometerschwankung. Die halbtägige wird sehr wenig beeinflusst. Es wird nur der Eintritt der Extreme etwas verzögert, der Phasenwinkel A_2 verkleinert, und die Amplitude meist etwas verkleinert, wie bei Simla zu sehen ist. Eine genauere Analyse dieser Erscheinung findet man im Anhange.[1])

Befindet sich ein Ort auf einer weiten Hochebene, so dass die Ausdehnung und Kontraktion einer unterliegenden Luftschicht im Laufe des Tages sich nicht bemerklich machen kann, so entfällt die eben erörterte Wirkung. Die ganztägige Schwankung entwickelt sich je nach der Örtlichkeit (ist klein auf einer weiten Ebene, gross in einem Thalbecken). Die halbtägige ist der Breite entsprechend, aber verkleinert im Verhältnis des verminderten Luftdruckes (s. Leh).

Schlussbetrachtung. Die beobachtete tägliche Barometerschwankung ist nach der obigen Beschreibung eine Schwingung der Atmosphäre in ihrer ganzen Masse, die der Hauptsache nach aus der Übereinanderlagerung einer ganz-

[1]) S. auch Met. Z. 1898. S. 382 etc. oder Quart. Journ. R. Met. Soc. Vol. XXV. p. 60.

tägigen und einer halbtägigen Druckwelle besteht, von welcher die letztere unter normalen Verhältnissen weitaus die grössere ist.[1])

Die **ganztägige Welle** unterliegt sehr grossen örtlichen Störungen, so dass es sehr schwer wird, den allgemeinen terrestrischen Bestandteil derselben von diesen Störungen zu sondern. Die Hauptursachen dieser letzteren werden später in den Land- und Seewinden und den Berg- und Thalwinden erkannt und beschrieben werden.

Die **halbtägige Welle** ist die Haupterscheinung und hat einen sehr gesetzmässigen Verlauf, wie ein solcher bei gar keiner anderen meteorologischen Erscheinung wieder zu finden ist. Deshalb hat man auch zuweilen eine (noch unbekannte) kosmische Ursache für dieselbe angenommen. (Lamont, John Allan Brown, Plantamour.)

Der Zusammenhang auch der doppelten täglichen Barometerschwankung mit dem Vorgange der täglichen Erwärmung der Atmosphäre scheint aber doch aus der Art des Auftretens derselben bestimmt hervorzugehen. Dagegen scheint allerdings zu sprechen, dass die tägliche Temperaturvariation in der Atmosphäre nur eine ganztägige Periode hat. Lord Kelvin hat die Ansicht ausgesprochen, dass die natürliche Periode der Oscillation der Erdatmosphäre als Ganzes eine halbtägige Periode sein könnte, so dass sie einer Anregung zu einer doppelten täglichen Schwingung viel leichter folgen kann, als zu einer ganztägigen Schwingung. Eine solche Anregung könnte darin zu finden sein, dass, wenn man die beobachtete tägliche Temperaturschwankung, die ja unsymmetrisch verläuft, durch einfache Sinuskurven ausdrückt, auch eine halbtägige Schwankung zum Vorschein kommt, deren Amplitude allerdings nur $^1/_5$—$^1/_{10}$ der Amplitude der ganztägigen Temperaturperiode ist.[2])

Die mathematische Analyse ergiebt in der That, dass diese kleine halbtägige Temperaturschwankung in der ganzen Masse der Atmosphäre eine grössere Luftdruckschwingung bewirken könne, als die grössere ganztägige Temperaturschwankung. Auf diese Weise könnte doch der Vorgang der täglichen Erwärmung der Erdatmosphäre die Ursache einer doppelten täglichen Luftdruckschwankung sein. Ein näheres Eingehen auf dieses schwierige Thema ist hier nicht statthaft.[3])

---

[1]) Die weitere Zerlegung der beobachteten täglichen Druckschwankung liefert wohl auch noch eine Welle von achtstündiger Dauer, die also dreimal im Tage abläuft, aber nur eine Amplitude von wenigen hundertel Millimeter hat. Sie ist nur theoretisch von Interesse, weil diese kleine Amplitude so konstant ist und eine regelmässige jährliche Periode hat. Auch deren Phasenzeit ist sehr konstant.

[2]) Als Beispiele mögen die folgenden Gleichungen des täglichen Wärmeganges dienen:

Grosser Ozean in den Tropen: $27.7 + 1.1 \sin (245 + x) + 0.2 \sin (75 + 2x)$

Luftschicht von 1000 m Mächtigkeit zwischen Obir und Sonnblickgipfel (Höhe 2500 m):

$-3.3 + 0.84 \sin (227 + x) + 0.18 \sin (34 + 2x)$

[3]) M. Margules, Über Schwingungen periodisch erwärmter Luft. Sitzungsberichte der Wiener Akad. März 1890. Luftbewegungen in einer rotierenden Sphäroidschale. Ebenda. April 1892, Jan. u. Okt. 1893. — Hann, Weitere Beiträge zu den Grundlagen einer Theorie der täglichen Oscillation des Barometers. Met. Z. 1898. S. 366 etc.

Grössere Arbeiten über die tägliche Barometerschwankung, die noch nicht citiert worden sind:

Rykatschew, La marche diurne du baromètre en Russie. Rep. f. Met. T. VI. No. 10. 1879. Auf S. 93 etc. findet man auch eine gute Übersicht der Theorien sowie die Theorie des Autors. — J. Hann, Untersuchungen über die tägliche Oscillation des Barometers. Denkschriften der Wiener Akad. B. LV. 1889. Hauptzweck derselben war die Beantwortung der zuerst vom Autor aufgeworfenen Frage, ob die Amplituden der doppelten täglichen Schwankung von den Perihel- und Aphelständen der Sonne beeinflusst werden, was in der That nachgewiesen werden konnte. Der weitere Inhalt deckt sich grösstenteils mit der wichtigen grossen Arbeit von A. Angot, Étude sur la marche diurne du baromètre. Annales du Bureau Central. 1887. T. I. Später erschienen, so dass Angot noch aus meiner Arbeit den täglichen Gang einiger Orte herübernehmen konnte. — Hann, Weitere Untersuchungen etc. Denkschriften der Wiener Akad. B. LIX. 1892. — Derselbe, Der tägliche Gang des Barometers an heiteren und trüben Tagen. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. CIV. Juni 1895. Weitere Nachweise siehe Met. Z. 1898. S. 362.

III. Die jährliche Periode des Luftdruckes.

Die jährlichen Änderungen des Luftdruckes, wie sie sich in den Monatsmitteln aussprechen, sind im allgemeinen am Äquator am kleinsten und nehmen über die Tropenzone hinaus zu, ohne aber in den mittleren und höheren Breiten eine bestimmte Abhängigkeit von der geographischen Breite erkennen zu lassen. Unter gleicher Breite finden sich Orte mit gerade entgegengesetztem jährlichen Gange des Luftdruckes. In mittleren und höheren Breiten sehen wir nur die eine Regel zumeist bestätigt, dass zur Zeit des höchsten Sonnenstandes und der höchsten Temperatur über den Landflächen der Luftdruck niedrig oder am niedrigsten ist, im Winter dagegen am höchsten. Über den Ozeanen verhält es sich vielfach umgekehrt. In den Zwischengebieten zeigen sich die mannigfaltigsten Übergangserscheinungen. Da der jährliche Barometergang von den Verlagerungen der Luftmassen aus niedrigen in höhere Breiten und umgekehrt, sowie zwischen Kontinenten und Meeren abhängt, so ist derselbe sehr vielgestaltig, und es hat kein besonderes Interesse, auf die Mannigfaltigkeiten desselben näher einzugehen.

Einige Aufmerksamkeit verdienen nur die Haupttypen, deren wir etwa drei unterscheiden können:

1. Der kontinentale Typus, der auf dem grossen asiatischen Kontinent zur grössten Entwickelung kommt. Er wird charakterisiert durch ein Luftdruckmaximum im Winter und ein Minimum im Sommer. Beispiele dafür sind:

Barnaul (in Westsibirien), 53° 20′ N., 83° 47′ E., 161 m: Januar 756.3, Juli 739.9, Schwankung 16.4, reduziert aufs Meeresniveau 18.0 mm (Jahr 749.4). — Peking, 39° 57′ N., 116° 28′ E., 37 m: Januar 767.9, Juli 749.2, Schwankung 18.7, reduziert aufs Meeresniveau 19.1 mm (Jahr 759.3). — Luktschun (Gobi bei Turfan), 42° 42′ N., 89° 42′ E., 17 m unter dem Meeresniveau: Januar 781.7, Juli 752.8, Schwankung 28.9 mm! (Jahr 766.7).

2. Ozeanischer Typus mittlerer Breiten auf Inseln und an Küsten. Maximum des Luftdruckes im Sommer, Minimum im Spätherbst, zuweilen aber auch Maximum im Winter, z. B.:

Ponta Delgada (Azoren), 37° 45′ N., 20 m: Juli 766.8, November 761.7*, Februar 763.5, April 762.4 (Jahresmittel 763.9). — Bermudas (Inseln), 32° 23′ N., Maxima: Januar 764.7, Juli 764.9, Minimum April 762.4 und Oktober 762.0 (Jahresmittel 763.5). — Sitka (Nordwestküste von Amerika), 57° 3′ N., 135° 19′ W.: Maximum Juli 759.7, Minimum November 751.2 (Jahr 755.2). Auch die Aleuten haben den gleichen jährlichen Barometergang.

3. Der arktische und subarktische Typus. Im europäischen und amerikanischen Eismeer erreicht der Luftdruck sein Maximum im April oder (südlicher) Mai, sein Minimum im Januar oder Februar, ein zweites Maximum tritt im November ein. Der hohe Luftdruck im Frühling macht sich selbst noch in Nordwesteuropa bemerkbar, während gleichzeitig der Luftdruck über der Balkanhalbinsel sinkt, was die Witterungsverhältnisse von Mitteleuropa oft wesentlich beeinflusst.

Jährlicher Gang des Luftdruckes in Abweichungen vom Jahresmittel (mm).

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
					Nordgrönland, 80° N.						
—2.3	—1.2	1.0	**6.4**	4.2	—2.0	—3.3	—2.0	—2.8	0.0	**2.4**	—0.6
					Arktisches Nordamerika, 77° N.						
—2.6	—0.1	2.0	**5.2**	3.6	—0.6	—3.5	—2.7	—2.7	0.1	**2.1**	—0.8
					Mittlere Westküste Grönlands, 71° N.						
—4.4	—1.7	1.8	3.8	**3.9**	0.8	0.0	0.6	—0.3	—1.0	—0.2	—3.7
					Europäisches Eismeer, 77° N.						
—4.9	—5.5	—0.2	**3.7**	3.1	1.7	2.0	1.0	—1.1	—0.8	**1.4**	—0.4

Der höchste Norden hat ein Aprilmaximum, nach Süden hin stellt sich der höchste Druck erst im Mai ein, das Maimaximum macht sich auch noch an den Nordwestküsten von Europa geltend. Das asiatische Eismeer wird von den jährlichen Luftdruckänderungen über Asien beherrscht. In Mitteleuropa finden sich Übergangsverhältnisse. Das kontinentale Barometermaximum bewirkt daselbst ein dominierendes Maximum des Luftdruckes im Winter, aber das Heraufrücken des subtropischen Barometermaximums im Südwesten von Europa im Sommer macht an den Südwestküsten den Luftdruck steigen und erhöht noch in Mitteleuropa den Barometerstand. Im Herbst tritt daselbst ein zweites Maximum des Luftdruckes ein, das durch den hohen Luftdruck über SE-Europa im Oktober und November bedingt wird. Tiflis hat den höchsten Luftdruck im November [1]).

Der Einfluss der Seehöhe auf die jährliche Periode des Luftdruckes besteht darin, dass im Winter der Luftdruck auf den Höhen sinkt, im Sommer aber steigt. Dieser Einfluss, der proportional mit der Seehöhe wächst, setzt sich dann zusammen mit den allgemeinen jährlichen Druckänderungen der betreffenden Erdstelle; in grösseren Höhen überwiegt jedoch der erstere Einfluss meist bedeutend [2]), z. B.:

Ort	Höhe	Minimum	Maximum	Differenz
Genf	405	724.7 März	728.0 Jan. u. Sept.	3.3 mm
St. Bernhard	2476	559.3 „	768.5 Juli	9.2 „
Sonnblick	3100	514.4 „	525.0 „	10.6 „
Colorado Springs [3])	1856	607.1 März	613.7 August	6.6 „
Piker Peak [3])	4308	443.4 Febr.	459.6 Juli	16.2 „

Viertes Kapitel

Die unregelmässigen Luftdruckschwankungen. Veränderlichkeit der Monatsmittel des Luftdruckes und mittlere und absolute Monats- und Jahresextreme des Barometerstandes.

Was wir bei den Monatsmitteln der Temperatur erfahren haben, beobachten wir auch wieder bei den Monatsmitteln des Barometerstandes. Das Luftdruckmittel eines bestimmten Monats schwankt nach den Jahrgängen um den vieljährigen Durchschnittswert innerhalb weiterer oder engerer Grenzen je nach den Örtlichkeiten und den Jahreszeiten. Diese Schwankungen der Monatsmittel sind in höheren Breiten so gross, dass sie, da der jährliche Gang des Barometers an den meisten Orten keine sehr grosse Amplitude hat, dieselbe übertreffen und den jährlichen Gang in verschiedenen Jahren ganz verschieden gestalten können. Nur auf den grossen Kontinenten und an einigen anderen Teilen der Erde, wo die Jahresschwankung des Barometers sehr gross ist, oder in niedrigen Breiten, wo die „Veränderlichkeit der Monatsmittel“ klein wird, bleibt der Charakter des jährlichen Ganges des Luftdruckes Jahr für Jahr im wesentlichen derselbe, sonst ist er zumeist recht veränderlich, namentlich in Zwischengebieten, wie z. B. in dem grösseren Teile von Europa. Wie verschieden noch in 20jährigen Mittelwerten der jährliche Gang des Luftdruckes in verschiedenen Perioden sich herausstellen kann, dafür habe ich anderswo Nachweise geliefert [4]).

[1]) Über den komplizierten jährlichen Gang des Luftdruckes über Mittel- und Südeuropa siehe Hann, Verteilung des Luftdruckes. S. 52—51.

[2]) Die Theorie der Luftdruckänderungen in der Höhe unter dem Einfluss der Temperaturvariationen wird später gegeben werden.

[3]) Korrespondierende Luftdruckmittel.

[4]) Hann, Die Verteilung des Luftdruckes über Mittel- und Südeuropa. Wien 1887. S. 112—111.

In Paris ist das Januarmittel im Durchschnitte um 0.9 mm höher als das Julimittel, doch ist dieser Unterschied innerhalb 50 Jahren auch 23 mal negativ gewesen, das Barometer stand im Juli höher als im Januar, die extremen Differenzen waren 12.5 (1882) und —9.6 (1856); ähnliches findet man für Petersburg, wo das Januarmittel um 4.2 mm höher ist als das Julimittel, aber die Differenz doch zwischen 22.9 (1838) und —10.4 (1839) schwankte; selbst in Katharinenburg in Westsibirien (Januar—Juli = 9.2 mm) kamen noch fünf negative Differenzen vor und Extreme von 20.0 und —5.7 mm, erst in Barnaul ist das Januarmittel stets höher als das Julimittel (Grenzen 10.4 und 24.2 mm).[1]

Aus dem Angeführten folgt unmittelbar, wie wichtig die Reduktion der Luftdruckmittel eines Landes auf die gleiche Periode ist, wo nicht schon gleichzeitige Beobachtungen für alle Stationen aus längeren Beobachtungsperioden vorliegen. Mit ungleichzeitigen, zeitlich nicht korrespondierenden Luftdruckmitteln lassen sich keine Isobaren konstruieren. Bei der relativen Kleinheit der mittleren Druckdifferenzen benachbarter Orte sind gleichzeitige oder auf gleiche Periode reduzierte Luftdruckmittel unbedingt erforderlich für die Beurteilung der mittleren Druckverteilung über einem Teile der Erdoberfläche. Die Reduktion auf gleiche Perioden durch die mittleren Differenzen der Monatsmittel korrespondierender Jahrgänge zweier Stationen, von denen die eine als Normalstation dienen kann, erfolgt aber auch beim Luftdruck mit einer sehr grossen Genauigkeit, weil diese Differenzen sehr wenig veränderlich sind.

1. Mittlere Veränderlichkeit der Monats- und Jahresmittel des Barometerstandes. Die Grösse der Veränderlichkeit wird wie bei der Temperatur berechnet; sie ist das Mittel der Abweichungen der einzelnen Mittel vom Gesamtmittel aus einer langen Beobachtungsperiode, wobei natürlich auf das Vorzeichen der Abweichung keine Rücksicht genommen wird.[2])

Beispiele für die mittlere Veränderlichkeit der Monatsmittel des Luftdruckes.

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr	Mittel
Nordatlantischer Ozean, 61.5° N., 12° W.													
5.0	4.4	4.3	2.6	2.7	2.4	2.4*	2.7	3.2	3.8	**5.0**	4.1	1.24	3.56
Mitteleuropa, 49° N., 15½° E.													
3.2	3.2	3.0	2.0	1.3	1.3	1.1*	1.2	1.5	2.0	2.1	**3.7**	0.66	2.15
Südwesteuropa, 39° N., 8° W.													
2.4	**2.7**	2.6	1.5	1.2	0.8	0.7*	0.9	1.0	1.7	1.9	**3.0**	0.64	1.70
Tropenzone, 17° Breite.													
0.5	0.5	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.3	0.4	0.3	0.5	0.5	0.26	0.42

Die Veränderlichkeit der Monatsmittel nimmt mit der geographischen Breite ab und ebenso mit der Entfernung vom Ozean (in den höheren Breiten). Die Veränderlichkeit hat eine sehr starke jährliche Periode, sie ist im Winter am grössten,

---

[1]) Nach A. v. Tillo, siehe Referat von Köppen in Met. Z. XXVII. 1892. S. 6—7.

[2]) Ein Beispiel dafür, wie sich die mittlere und absolute Veränderlichkeit mit der fortwährenden Zunahme der Beobachtungsjahre ändert, mag nach den 120jährigen Beobachtungen zu Paris gegeben werden:

Mittlere und absolute Veränderlichkeit des Januarmittels von Paris (1766—1885).

Zahl der Jahre	20	40	60	80	100	120 Jahre
Mittlere Abweichung	3.53	3.87	3.79	3.37	3.46	3.50°
Absolute Schwankung	16.1	18.2	18.7	18.7	19.4	20.3

Häufigkeit der Abweichungen von gewisser Grösse:

Millim.	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8	8—9	9—10	10—12
+	17	9	6	3	9	4	5	1	1	3	1
—	10	11	12	6	4	6	4	2	5	1	0
Summe	27	20	18	9	13	10	9	3	6	4	1

Bei der absoluten Schwankung ist das erste Jahr 1766 ausgeschlossen und dafür 1886 am Ende dazu genommen worden.

im Sommer am kleinsten, sie ist im Dezember und Januar vielfach zwei- bis dreimal grosser als im Juli, namentlich uber den Kontinenten

Eine beiläufige Vorstellung von der Abnahme der Veränderlichkeit der Monatsmittel des Barometerstandes mit Abnahme der geographischen Breite geben folgende Zahlen

Breite	60	56	52	48	46	43	38	32	20°
Mittlere Veränderlichkeit	3 06	2 92	2 58	2 34	1 95	1.80	1 48	1 00	0 40

Die Veranderlichkeit der Jahresmittel nimmt von 1·1 mm auf 0 3 mm ab

Den Einfluss der Entfernung vom Ozean auf die Abnahme der Veranderlichkeit namentlich im Winter zeigen folgende Zahlen:

Mittlere Veranderlichkeit der Wintermonate

Archangel und Petersburg 4 7, Bogoslowsk, Katharinenburg und Slatoust 4 0, Barnaul 2 4, Irkutsk 1 9; Nertschinsk 1 8 mm

Im Sommer ist die Veranderlichkeit am Weissen Meer 2 4, im Innern von Nordasien 1 1 bis 1 0 Die Jahresmittel nehmen ab von 3 2 auf 1 3 mm

Auch noch in subtropischen Breiten zeigt sich der Einfluss des Atlantischen Ozeans auf die Veränderlichkeit der Luftdruckmittel, z B

Mittlere Veranderlichkeit der Monatsmittel unter 39° N. ca

Azoren 2 20, Lissabon 1 54, Palermo 1 51, Athen 1 40, Tiflis 1 13

Uber den Ozeanen, namentlich uber den nördlichen Ozeanen, sind die Luftdruckverhaltnisse sehr unbestandig von einem Jahr zum andern, auch in der gleichen Jahreszeit Die Verlagerungen der Gebiete hohen und niedrigen Luftdruckes sind haufig und gross Die Kontinente dagegen, namentlich der grosse Kontinent Asien, repräsentiert eine gewisse Stabilitat der Luftdruckverteilung, trotz der grossen jahreszeitlichen Druckanderungen treten doch in den gleichen Jahresabschnitten die normalen Luftdruckverhaltnisse wieder mit grosser Regelmassigkeit ein

Auch in niedrigen Breiten kommen zuweilen erhebliche Verschiebungen der Gurtel oder Gebiete hohen und niedrigen Luftdruckes vor, die zwar nicht durch die Grosse des Betrages der Luftdruckschwankung sich mit jenen der hoheren Breiten messen können, aber doch auf das Witterungsregime jener Gegenden (Durre und Regenperioden, Hitzeperioden) einen grossen Einfluss nehmen, der oft langere Zeit im gleichen Sinne anhalt

2. Die absolute Veranderlichkeit der Monatsmittel des Luftdruckes ist am grossten uber dem nordlichen Atlantischen Ozean und seiner Umgebung und nimmt von da nach allen Richtungen hin ab Die folgenden Beispiele sind zwar nicht streng vergleichbar, weil nicht von allen Orten gleich lange Beobachtungen vorliegen, geben aber doch ein zutreffendes Bild der Verhältnisse.

Die grossten Unterschiede der Mittel derselben Monate im Winter und Sommer sind

Stykkisholm (Island), Februar 27 2 mm, Juli 9 9, Jahr 6 9 — Paris, Dezember 20 7, Juli 5 9, Jahr 4 0 — Wien, Februar 17 8, Juli 4 7, Jahr 3 1 — Barnaul, Dezember 13 4, August 6 1, Jahr 4 5 — Palermo, März 16 5, August 3 3, Jahr 2 9 — Lissabon, Januar 14 6, August 3 8, Jahr 3 1. — Funchal (Madeira), Februar 9 8, Juli 1 5, Jahr 2 8 — Tiflis, Februar 12 2, Juli 2 4, Jahr 2 2. — Alexandrien, Februar 6 2, Juli 2 0, Jahr 1 5

Die Schwankungen des Luftdruckes uber dem Nordatlantischen Ozean sind zuweilen ausserordentlich gross Im Januar 1881 war zu Ponta Delgada (Azoren) die Abweichung vom Mittel —14 0 mm, gleichzeitig in Stykkisholm 20 2 und noch zu Jakobshavn in Gronland, 69 2 N , 13.2 Zu Ponta Delgada war das Luftdruckmittel (Meeresniveau) 751 mm, zu Stykkisholm 767 mm, das subtropische Barometermaximum war verschwunden und es lag nun das Luftdruckmaximum uber dem Nordatlantischen Ozean ! Im November 1862 stand das Barometer in Petersburg 16 9 mm uber dem Mittel, im November 1853 zu Stykkisholm 14 4 mm unter dem Mittel Das sind die grossten Abweichungen, aber innerhalb 30 Jahren (1851/80) blos [1])

[1]) Eingehenderes daruber siehe in Hann, Luftdruckverhaltnisse von Mittel- und Südeuropa S 64—78 Tillo, Verteilung des Luftdruckes uber Russland in Met Z 1892 S 7

3. Konstanz der Luftdruckdifferenzen. Während die Luftdruckmittel selbst so veränderlich sind, dass nach den Regeln der Wahrscheinlichkeitsrechnung der wahrscheinliche Fehler eines 30jährigen Monatsmittels im Winter in Nordwesteuropa noch über 0·7 mm beträgt (im Sommer 0·3 mm) und gar nicht daran zu denken ist, die Monatsmittel auf 0·1 mm genau zu erhalten (noch in Mitteleuropa wären ca. 350jährige Beobachtungen dazu nötig, für die Jahresmittel allerdings nur 30—40jährige), sind die Differenzen der Monatsmittel nicht zu sehr entfernter Orte sehr konstant, und eignen sich deshalb zur genauen Ableitung der mittleren Druckdifferenzen, auf welche es ja in der Meteorologie hauptsächlich ankommt.

Die mittlere Veränderlichkeit der Differenzen der Monatsmittel des Luftdruckes beträgt bis auf 200 km etwa rund nur $^1/_{10}$ der Veränderlichkeit der Monatsmittel selbst, bei geringen Entfernungen (100 km etwa) und ähnlicher Lage der Stationen ohne zwischenliegende Gebirgsketten sinkt sie sogar bis auf $^1/_{20}$ der Veränderlichkeit der Mittelwerte herab. Es genügt also eine ca. 100 mal oder 400 mal kleinere Zahl von Beobachtungsjahren, um die Differenzen der Mittel mit derselben Genauigkeit abzuleiten, als die Mittel selbst erfordern würden.

Wenn man eine Normalstation benutzen kann, welche nicht viel weiter als 150 km von der zu reduzierenden Station entfernt liegt, so genügen zehnjährige Luftdruckbeobachtungen, um selbst die Monatsmittel des Winters bis auf $\pm$ 0·1 mm genau zu bestimmen; für die Jahresmittel kann die Entfernung über 500 km betragen.

Die Differenzen der Jahresmittel des Luftdruckes benachbarter Stationen gewähren eine ganz ausgezeichnete Kontrolle, um etwa eingetretene Änderungen der Aufstellung, Änderung des Barometers selbst, oder dessen Korrektion oder einer sonstigen Unterbrechung der Kontinuität (Homogenität) der Beobachtungsreihe zu konstatieren. Es sollte daher nie unterlassen werden, die Luftdruckmittel auf diese Weise einer Prüfung zu unterziehen, bevor man Resultate daraus ableiten will, welche auf wissenschaftliche Präzision Anspruch erheben.

Auf welche Entfernungen hin die Differenzen der Jahresmittel des Luftdruckes nahe konstant bleiben, mögen folgende Beispiele zeigen.

Vergleichsorte	Entf. km	1871	1872	1873	1874	1875	1876	1877	1878	1879	1880
Budapest-Wien	225	4.02	3.97	3.98	4.02	3.93	3.98	4.04	3.82	3.92	3.96
Wien-Ischl	220	23.31	.54	.26	.20	.42	.66	.47	.16	.48	.48
Ischl-München	160	5.40	.30	.32	.16	.48	.39	.38	.30	.33	.35
München-Marienberg	185	66.33	.36	.55	.68	.50	.65	.51	.70	.58	.31

Obgleich der Höhenunterschied München-Marienberg (Tirol, südlich der Malser Heide) über 800 m beträgt, ist die mittlere Veränderlichkeit der Luftdruckdifferenzen doch nur 0.12 mm; für Wien-Budapest bloss 0.044 mm.

Die Veränderlichkeit der Differenzen der Monatsmittel ist im Winter am grössten, im Sommer am kleinsten. In Europa ist das Maximum der Veränderlichkeit im Winter zwei- bis dreimal so gross als die Veränderlichkeit im Juli.[1])

4. Beziehungen zwischen Luftdruckanomalien und Temperaturanomalien über Europa. Grössere Anomalien der Luftdruckverteilung sind fast immer auch von Anomalien in der Wärmeverteilung begleitet. Hier sollen nur einige darauf bezügliche Thatsachen konstatiert werden, deren Erklärung erst aus dem später folgenden sich ergeben wird.

Winter. Vergleicht man die zwölf kältesten und die zwölf wärmsten Winter der Jahre 1851—80 in Mitteleuropa mit den Anomalien der gleichzeitigen Luftdruckverteilung über ganz Europa, so ergiebt sich, dass in elf von zwölf

[1]) Näheres findet man in meinem Buche über die Luftdruckverhältnisse von Mittel- und Südeuropa. S. 84—91.

Fallen wahrend sehr kalter Wintermonate die Differenzen der Luftdruckabweichungen zwischen den Quadranten NW, N, NE und den entgegengesetzten Quadranten (SE — SW) positiv waren, wahrend der zwolf warmsten Monate aber negativ, und zwar ist die Differenz sehr erheblich (NW — SE = + 3 7, N — S = + 5·4 mm in den kalten und NW — SE = — 6 0 und N — S auch — 6·0 mm in den warmsten Monaten)

Ein auch nur relativer Druckuberschuss (gegen den Durchschnittswert) im Nordwesten und Norden von Europa bedingt fur Mitteleuropa kalte Winter, ein Druckuberschuss im Sudosten und Suden warme Winter

Fruhling In sehr kalten Fruhlingsmonaten in Mitteleuropa herrscht ein grosser Drucküberschuss (grosse positive Abweichung) im Nordwesten von Europa, in sehr warmen Fruhlingsmonaten zu hoher Luftdruck im Sudosten Die Unterschiede in den Luftdruckabweichungen verhalten sich wie im Winter, ein relativer Druckuberschuss im Nordwesten und Norden bedingt kalte Monate und umgekehrt warme ein solcher im Sudosten Zu hoher Luftdruck im Nordosten von Europa steht mit warmen April- und Maimonaten in Beziehung

Sommer In den kaltesten Sommermonaten steht der Luftdruck uber Mitteleuropa zumeist unter dem Mittel, in den warmsten uber dem mittleren Stande Zu hoher Luftdruck giebt im Sommer auch eine zu hohe Temperatur

Was die Luftdruckabweichungen uber ganz Europa betrifft, so ist fur die kaltesten Sommermonate am meisten charakteristisch der zu niedrige Luftdruck im Nordosten, dann zu hoher Druck im Nordwesten In den warmsten Juni- und Julimonaten ist der Druck im Norden uberhaupt zu hoch, am meisten charakteristisch ist aber zu hoher Luftdruck im Nordosten von Europa, im August giebt mehr der hohe Druck im Sudosten und Suden den Ausschlag fur hohere Wärme

Herbst Im Herbst steht die Luftdruckabweichung uber Centraleuropa selbst nicht mehr in einer konstanten Beziehung zum Charakter der Temperaturabweichung daselbst Dagegen ist fur die kältesten Herbstmonate ein zu hoher Luftdruck in Nordwesteuropa charakteristisch und niedriger Luftdruck im Sudosten Umgekehrt verhalt sich die Druckverteilung in den wärmsten Herbstmonaten Ein relativer Druckuberschuss (Differenz der Luftdruckabweichungen im Nordwesten und Sudosten) im Nordwesten bedingt stets kalte Herbstmonate, umgekehrt ein auch nur relativer Druckuberschuss im Sudosten und Suden zu warme Herbstmonate.

Das ganze Jahr hindurch sind fur die Temperaturabweichungen in Mitteleuropa die Luftdruckabweichungen im Nordwesten uber England und dem Atlantischen Ozean am meisten entscheidend, nur im Sommer treten die Luftdruckabweichungen im Sudosten (in ihrem Unterschied gegen jene im Westen) mehr in den Vordergrund. Das ganze Jahr hindurch entspricht einem zu hohen Luftdruck im Nordwesten gegen jenen im Sudosten eine negative Temperaturanomalie uber Mitteleuropa Dagegen bedeutet ein auch nur relativ zu niedriger Luftdruck im Nordwesten einen Warmeuberschuss uber Mitteleuropa [1])

5. Barometrische Wellen, Monats- und Jahresschwankungen der Einzelwerte des Luftdruckes Wenn man die kontinuierlichen Aufzeichnungen

---

[1]) Hann, Luftdruckverteilung über Europa S 56—63 Ahnliche Beziehungen, wie sie im Vorstehenden zwischen den Anomalien der Luftdruckverteilung über Europa und den Anomalien der Wärmeverteilung kurz konstatiert worden sind, kommen in allen Gegenden der Erde in mittleren und hoheren Breiten zur Geltung, naturlich mit ortlichen Modifikationen, fur welche besonders die gegenseitige Lage von Kontinent und Ozean massgebend sind

eines registrierenden Barometers für einen längeren Zeitraum verfolgt, so bemerkt man folgendes:

Innerhalb der Tropen, namentlich in der Äquatorialregion, schreibt der Barograph regelmässig Tag für Tag während 24 Stunden zwei volle Wellenzüge auf von 2—3 mm Amplitude (Abstand vom Wellenthal zum Wellenberg), die normale tägliche Luftdruckschwankung. Dabei mag sich das allgemeine Druckniveau etwas heben oder senken, die zwei Wellenzüge bleiben davon unberührt, auch kleine schärfere Druckstufen (bei Gewitterstürmen) mögen gelegentlich vorkommen. Gegen den Rand der Tropenzone hin machen sich in einigen Teilen der Erdoberfläche gelegentlich, nicht einmal in jedem Jahre, scharfe und tiefe trichterförmige Einsenkungen der Druckkurven bemerkbar, bei dem Vorübergang eines Wirbelsturmes. Nach dem Austritt aus der Tropenzone werden die täglichen Druckwellen immer mehr gestört durch Wellenzüge von längerer Periode und grösseren Amplituden, bis sie in mittleren Breiten schon von den letzteren ganz überdeckt werden. Die Luftdruckaufzeichnungen höherer Breiten lassen nur mehr selten im Sommer eine tägliche regelmässige Druckschwankung erkennen, sie bestehen aus ganz unregelmässig einsetzenden und ablaufenden Druckwellen von zum Teil sehr grossen Amplituden und ganz verschiedener Dauer, meist von mehreren Tagen.

Die Luftdruckänderungen höherer Breiten erwecken den Anschein, als wenn Luftdruckwellen, etwa analog den Meereswellen, über einen Ort in beständiger Folge, aber mit stets wechselnder Wellenlänge und -Höhe hinweggehen würden, und zwar zumeist in der Richtung von Westen nach Osten, wie aus den Aufzeichnungen verschiedener Orte hervorgeht.

Diese Luftdruckänderungen sind in der That von namhaften Meteorologen (J. Herschel, Quetelet, Secchi, Lamont)[1]) als Luftwellen angesprochen worden, Herrmann ist in neuerer Zeit auf diese Ansicht zurückgekommen[2]), welche den nackten Thatsachen der Barographenaufzeichnungen scheinbar am ungezwungensten entspricht.

Wenn man diese unregelmässigen Luftdruckschwankungen zunächst rein statistisch untersucht, so gelangt man zu folgender Charakteristik derselben:

Der natürlichste Vorgang, die einzelnen Druckwellen auf Grund der Barographenaufzeichnungen zu verfolgen, in Bezug auf ihre Länge (Dauer in Stunden) und Höhe (Amplitude), ist bisher wohl wegen der damit verbundenen Mühe bei scheinbar geringem Interesse selten eingeschlagen worden.[3])

Lephay hat am Kap Horn $55^1/_2{}^0$ südl. Br. (1883/84) folgende Ergebnisse erhalten:

---

[1]) Quetelet, Des ondes atmosphériques. Annuaire Mét. de la France pour 1852. T. 4. pag. 113. — Secchi, Comp. rend. T. 47. pag. 505. — Lamont, Resultate aus den an der Kgl. Sternwarte veranstalteten meteorologischen Untersuchungen. Abhandl. der Kgl. Akad. d. Wissenschaften. B. VIII. 1. Abteilung. „Da in der Luft grosse Wellen analog den Meereswellen sich fortpflanzen, so ist der Druck der Luft steten Änderungen unterworfen und erhebt sich, wenn ein Wellenberg herankommt, langsam über das Mittel. In solcher Weise kann das Barometer bis 15 mm über und 25 mm unter den mittleren Stand kommen. Es ist bemerkenswert, dass die extremen Abweichungen vom Mittel nach oben und unten ungleich sind, und es folgt daraus, dass die Wellenberge länger, aber weniger hoch, die Wellenthäler kürzer, aber von grösserer Tiefe sind.“

[2]) Herrmann, Über die Bewegungen, insbesondere die Wellen des Luftmeeres. Versammlung Deutsch. Naturforscher. Wien 1894. S. 42—50. Herrmann stützt seine Anschauungen auf mathematisch-physikalische Erwägungen.

[3]) Man müsste sich auch verständigen über die untere Grenze der Druckänderungen, welche noch in Rechnung zu ziehen sind, da auch die kleinsten Modulationen wohl nicht berücksichtigt werden könnten.

Atmosphärische Wellen am Kap Horn.

Jahreszeit	Zahl der Wellen	Mittlere Höhe	Dauer in Stunden	Stündliche Änderung des Barometers
Frühling und Sommer	85	8.8 mm	52	0.34 mm
Herbst und Winter	(61)	11.5 „	68	0.34 „

Luftdruckänderungen von 1·5 mm pro Stunde waren häufig[1]).

L. Decroix zog nur die Druckwellen von mindestens 5 mm Anstieg und Abfall in Rechnung und erhielt für Paris im Mittel 1883/92 folgende mittlere Dimensionen der Luftdruckwellen (nach den Aufzeichnungen eines Barographen).

	Mittlerer Betrag des		Differenz	Dauer in Stunden		Ganze Dauer	Mittlere stündliche Änderung	
	Steigens	Fallens		Steigen	Fallen		Steigen	Fallen
Winter	17.6	—17.1	34.7	59	56	115	0.30	—0.31
Frühling	14.5	—14.3	28.8	63	64	127	0.23	—0.23
Sommer	11.6	—11.9	23.5	62	64	126	0.19	—0.18
Herbst	15.1	—16.3	31.4	61	61	122	0.25	—0.28
Jahr	14.8	—14.9	29.7	61	61	122	0.24	—0.25

Diese Zahlen geben eine Vorstellung von der mittleren Grösse und Länge der grösseren Luftdruckwellen. Die mittlere Länge derselben beträgt ca. 5 Tage bei einem Abstand vom Wellenthal zum Wellenberg von ca. 30 mm, die extreme mittlere Jahresschwankung war 39·7 mm. Im Winter sind die Druckschwankungen am grössten, im Sommer am kleinsten.

Ein beiläufiges Mass für die Schwankungen des Luftdruckes in kürzerer Zeit bieten die neuerlich vielfach in den Publikationen der stündlichen Luftdruckaufzeichnungen enthaltenen unperiodischen täglichen Druckänderungen, d. i. die Monatsmittel aus den Differenzen des höchsten und tiefsten Barometerstandes eines jeden Tages. Dasselbe ist wohl zu unterscheiden von der Amplitude der periodischen mittleren täglichen Barometerschwankung, d. i. dem Unterschiede zwischen dem höchsten und niedrigsten Stundenmittel des Monates. Nur in den Tropen fallen diese Differenzen nahe zusammen, da der höchste und tiefste Barometerstand des Tages stets auf die gleichen Tageszeiten fallen.

Die folgende kleine Tabelle, die zum grössten Teile mit Hilfe der Ergebnisse der internationalen Polarexpeditionen 1882/83 zusammengestellt worden ist, giebt eine Vorstellung von den durchschnittlichen täglichen aperiodischen Druckschwankungen unter verschiedenen Breiten und in verschiedenen Teilen der Erde. Die Zahlen für Wien, Bukarest und Tiflis beziehen sich auf das Jahr 1895.

Die grösste Unruhe der Atmosphäre finden wir in den höheren Breiten der südlichen Hemisphäre, auf Südgeorgien schwankt der Druck im Herbst durchschnittlich täglich um 9 mm, fast entsprechend dem Tagesmaximum des ganzen Jahres in Tiflis. Winter und Sommer ist dort die fortwährende Agitation der Atmosphäre gleich gross. In den Zirkumpolargegenden der nördlichen Halbkugel sind zwar im Winter die täglichen Druckschwankungen ebenso gross, namentlich im Gebiete des nordatlantischen Ozeans, aber im Sommer sinken die Schwankungen auf die Hälfte herab, wodurch das Jahresmittel wesentlich kleiner wird. Ssagastyr an der Lenamündung zeigt noch die kontinentale Ruhe der Atmosphäre, trotz der

[1]) Met. Z. 1889. S. 100.

Ort	Breite	Unperiodische tägliche Barometerschwankung Jahr	Winter	Sommer	Maximum an einem Tage
Südgeorgien	54° 31' S.	8·0	8·8[1])	7·2[1])	61·3
Kap Horn	55° 31' S.	6·8	7·3[1])	6·6[1])	22·7
Jan Mayen	71° 0' N.	5·7	9·1	2·7	36·7
Ft. Rae	62° 39' N.	5·2	6·7	3·4	26·8
Spitzbergen	78° 28' N.	4·7	7·3	2·9	25·6
Sodankylä[2])	67° 27' N.	4·4	7·1	2·8	22·2
Ft. Conger	81° 44' N.	4·3	6·3	3·0	21·7
Ssagastyr	73° 23' N.	4·2	4·5	3·8	19·1
Wien	48° 15' N.	3·7	4·5	2·7	15·0
Bukarest	44° 25' N.	3·6	4·5	2·6	13·0
Tiflis	41° 43' N.	3·5	3·8	3·0	10·1
Lissabon	38° 43' N.	2·9	3·5	2·1	—

hohen Breite und Meeresnähe. Die Abnahme der mittleren täglichen Druckschwankungen mit der Breite ist sehr unbedeutend, es macht sich in niedrigen Breiten die periodische tägliche Barometerschwankung geltend, welche sich zu den unperiodischen hinzuaddiert. Deshalb nimmt die gesamte tägliche Druckschwankung bis zum Äquator hin kaum mehr ab. Dagegen zeigen die grössten Tagesschwankungen den Einfluss der Breite in auffallendster Weise.[3]) Unsere Zahlen sind allerdings noch kein strenges Mass dafür, weil sie nur je einem Jahrgange entnommen sind, also der zufällig ruhige oder bewegte Charakter desselben noch grossen Einfluss auf sie hat. Da die unperiodischen Luftdruckschwankungen fast stets mehr als einen Tag umfassen, so sind die obigen Differenzen auch nur Bruchstücke der wahren Druckwellen.[4]) Trotzdem ist es bedauerlich, dass sie nur für sehr wenig Orte berechnet vorliegen. Will man eine allgemeine Übersicht erlangen über die Verteilung der unregelmässigen Barometerschwankungen auf der Erdoberfläche nach der geographischen Breite und nach örtlicher Lage (ob kontinental oder ozeanisch), so erübrigt nichts, als die Unterschiede des höchsten und tiefsten Barometerstandes in jedem Monate dazu zu verwenden, also die Monatsschwankung des Luftdruckes, obgleich natürlich auch diese vielfach willkürlich abgeschnitten und dadurch verkleinert wird, wenn gerade eine grosse Druckwelle von einem Monat in den andern übergreift. Dazu kommt noch, dass von den meisten Stationen keine kontinuierlichen oder stündlichen Barometeraufzeichnungen vorliegen, sondern

---

[1]) Das Maximum fällt hier auf den Herbst, das Minimum auf das Frühjahr, wenigstens war es September 1882 bis August 1883 so.

[2]) Finland.

[3]) P. Coeurdevache hat aus dem Bulletin international die mittleren Änderungen des Barometerstandes von einem Morgen zum nächsten im Mittel des Januar aufgesucht (1882—1887). Er fand:

Mittlere interdiurne Änderung des Barometers im Januar.

	Canaren Tripolis	Lissabon Palermo Brindisi	Lorient Paris Wien Odessa	Valentia Berlin Warschau Kiew	Hebriden Skudesnäs Wisby Moskau	Bodö Haparanda Archangel
Mittl. Schwankg.	2 mm	3 mm	4 mm	5 mm	6 mm	7 mm

Annuaire de la Soc. Mét. de France 1887. S. 287.

[4]) Es wäre sehr wünschenswert, wenn diese Differenzen, also die unperiodischen Tagesschwankungen, von allen Stationen publiziert würden, von welchen die Ergebnisse stündlicher Aufzeichnungen veröffentlicht werden.

zumeist nur von drei fixen Terminen pro Tag, wodurch die Grösse der Druckschwankung gleichfalls etwas verkleinert wird, da die absoluten Extreme zumeist nicht gerade zu den Beobachtungsterminen eintreten werden [1])

5. Die mittleren und extremen Monatsschwankungen des Barometers. Wenn man in jedem Monat den höchsten und tiefsten Stand des Barometers aufsucht, dies für eine längere Reihe von Jahren thut, und dann aus diesen höchsten, sowie den tiefsten Ständen eines jeden Monats die Mittel bildet, so erhält man die mittleren Monatsextreme des Luftdruckes, deren Differenz die mittlere Monatsschwankung repräsentiert [2])

Ausserdem schreibe man den höchsten und den tiefsten Barometerstand eines jeden Jahres heraus, und nehme aus diesen absoluten Jahresextremen einer längeren Reihe von Jahrgängen das Mittel. Dieses Mittel repräsentiert die mittlere Jahresschwankung des Luftdruckes, die fast stets grösser sein wird, als die grösste Monatsschwankung [3])

Paris. Mittlere Monats- und Jahresextreme des Luftdruckes (1809—1880)

Seehöhe 67.4 m 700 mm +

Jan	Febr	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug	Sept	Okt	Nov	Dez	Jahr
70.2	69.1	68.0	65.2	64.5	64.4	64.1*	64.1	65.3	66.5	68.1	69.2	73.0
37.7*	39.9	38.4	40.0	44.1	46.4	**47.4**	45.9	43.8	39.3	38.1	38.3	30.0
Mittlere Monats- und Jahresschwankung												
32.5	29.2	29.6	25.2	20.4	18.0	16.7*	18.2	21.5	27.2	30.0	30.9	43.0

Diese Zahlen zeigen den allgemeinen Charakter der unregelmässigen Barometerschwankungen. Sie haben ein Maximum im Winter und ein Minimum im Sommer, ersteres ist ca. doppelt so gross als letzteres (in höheren Breiten)

Die Barometermaxima sind im Winter am höchsten und nehmen gegen den Sommer hin ab, die Barometerminima sind im Winter am niedrigsten und werden im Sommer höher, also beide Extreme schwächen sich ab und daraus resultiert die Kleinheit der Monatsschwankung im Sommer.

Die mittlere Jahresschwankung des Luftdruckes zu Paris beträgt 43.0 mm, sie ist bedeutend grösser als die grösste Monatsschwankung, da die absoluten Maxima und Minima nicht immer in den gleichen Monaten eintreten. Von der Abhängigkeit der mittleren monatlichen und jährlichen Luftdruckschwankung von der geographischen Breite mögen folgende Beispiele eine Vorstellung geben:

---

[1]) Der Einfluss ist aber nicht erheblich, wie H. Meyer gezeigt hat. Über den Unterschied der wahren Extreme des Luftdruckes und der zur Zeit der Beobachtung. Met. Z. B. XXVII. 1892. S. 401. Die mittlere wahre unperiodische Monatsschwankung ist in den mittleren Breiten des alten Kontinentes durchweg nur etwa 1 mm grösser als die aus den Terminbeobachtungen folgende, im Winter um etwas mehr, im Sommer um etwas weniger. Die Minima werden stärker gefälscht als die Maxima, auf erstere kommen etwa 2/3 der obigen Differenz.

Dass auch die Monatsextreme des Luftdruckes eine tägliche Periode haben, hat Hellmann nachgewiesen, s. Met. Z. B. XXVI. 1891. S. 24. Die Barometermaxima wie die Minima treten am häufigsten zu den Wendestunden der periodischen täglichen Barometerschwankung ein, die Maxima 9 oder 10 h morgens und abends, die Minima 3 oder 4 h morgens und abends.

[2]) Man sollte aber stets nicht bloss diese mittlere Differenz, sondern auch die mittleren Monatsextreme selbst mitteilen, also die absoluten Werte der mittleren Barometermaxima und -Minima eines jeden Monates, was leider häufig nicht geschieht.

[3]) Vielfach findet man nur die absoluten Monats- und Jahresextreme mitgeteilt, d. h. den überhaupt höchsten und tiefsten Stand des Barometers aus einer längeren Reihe von Jahrgängen. Diese Zahlen sind wenig vergleichbar und zufälligen Fehlern zu sehr ausgesetzt. Sie hängen ganz von dem zufälligen Charakter der Jahrgänge ab, denen sie entnommen sind. Man sollte deshalb stets die mittleren Monats- und Jahresextreme berechnen.

Mittlere Monats- und Jahresschwankung des Luftdruckes.

	Petersburg	Wien	Palermo	Alexandrien	Calcutta	Batavia
Breite	59° 56′	48° 12′	38° 6′	31° 12′	22°	6°
Winter	40·5	28·2	21·9	14·7	9·4	6·6
Sommer	21·8	17·3	10·1	6·7	10·2	6·0
Jahr	56·5	40·7	30·9	22·8	(fehlt)	8·7

In diesen Zahlen tritt die Abnahme der unregelmässigen Luftdruckschwankungen mit der Breite sehr klar hervor. Da in den Tropen die regelmässige tägliche Barometerschwankung 2—3 mm beträgt, so ist die wahre unperiodische Luftdruckschwankung noch um diesen Betrag kleiner und beträgt unter dem Äquator wohl nur 3—4 mm. Das Jahresmittel der Monatsschwankung des Barometers ist in Südasien[1]) unter $22^1/_2{}^0$ etwa 9·5 mm, unter 6° Breite 6·3 mm, wovon noch 2—3 mm auf die periodische tägliche Luftdruckschwankung kommen.

Neben der geographischen Breite hat aber auch noch die kontinentale oder ozeanische Lage eines Ortes einen sehr grossen Einfluss auf die Grösse der unperiodischen Luftdruckschwankungen. Über den Ozeanen sind die Luftdruckschwankungen viel grösser als über den Kontinenten, selbst Binnenmeere vergrössern schon die unregelmässigen Barometerschwankungen.

Einfluss der Ozeane auf die Grösse der unregelmässigen Barometerschwankungen unter ca. 51 und 38° nördl. Br.

	Valentia	Prag	Semipalatinsk	Nertschinsk	Azoren	Lissabon	Athen	Peking
Breite	51° 54′	50° 5′	50° 24′	51° 17′	38·2° N.	38° 43′	37° 58′	39° 54′
Länge	10° 18′ W.	14° 25′ E.	80° 13′	108° 51′	27° W.	9° 8′ W.	23° 43′ E.	116° 28′
Winter	39·5	29·1	27·0	21·3	28·5	22·5	20·9	20·2
Sommer	25·4	16·3	16·3	16·3	14·0	10·4	9·7	13·3
Mittel	33·8	23·4	23·1	20·8	20·9	17·3	15·0	18·0
Jahres-Schwankung	57·0	39·2	42·7	36·1	39·5	33·5	28·7	37·4

Die Abnahme der monatlichen Luftdruckschwankungen vom Ozean landeinwärts tritt in diesen Zahlen sehr deutlich zu Tage, namentlich im Winter. Peking am Ostrande des grossen Kontinents hat wieder grössere Schwankungen als Osteuropa unter gleicher Breite. Die auffallende Grösse der Jahresschwankung daselbst wird durch die grosse jährliche Druckschwankung bedingt, die in der unperiodischen Jahresschwankung mit enthalten ist und die sich auch in Semipalatinsk und Nertschinsk ebenso bemerkbar macht. Sehr auffallend machen sich die grossen Druckschwankungen über dem Ozean auf den Azoren bemerklich, trotz der niedrigen Breite. Auch in dieser Tabelle zeigt sich wieder sehr eindringlich die Unruhe des Luftmeeres über den Ozeanen gegenüber der grösseren Ruhe desselben über den Kontinenten.[2])

Köppen hat folgende genäherte Mittelwerte für die unregelmässigen monatlichen Luftdruckschwankungen unter verschiedenen Breiten über Ozean und Kontinent abgeleitet:

[1]) S. Met. Z. 1893. S. 477.

[2]) Über die grossen unperiodischen Druckänderungen zu Ponte Delgada auf den Azoren siehe Met. Z. 1900. S. 80.

Mittlere monatliche Barometerschwankung unter verschiedenen Breiten der nordlichen Halbkugel.

Breite	80	70	60	50	40	30	20	10°	Aqu
				A Winter					
Ozean	34	40	54	38	29	16	8	4	3
Kontinent	—	29	31	25	18	13	9	6	4
				B Sommer					
Ozean	18	25	28	25	16	9	6	4	3
Kontinent	—	18	19	14	12	10	7	5	4

Die Abhangigkeit der Grosse der unregelmassigen Luftdruckschwankungen von der geographischen Breite ist eine hochst bemerkenswerte Erscheinung, deren Erklarung der sog dynamischen Meteorologie (der Lehre von den Bewegungserscheinungen der Atmosphare) vorbehalten bleiben muss Die obigen Zahlen wachsen vom Aquator bis gegen 60° Breite ungefähr mit dem Quadrat des Sinus der geographischen Breite.

Koppen hat auf einer Erdkarte Linien gleicher Monatsschwankung des Luftdruckes im Winter eingezeichnet. Man findet auf derselben eine Gegend grosster atmosphärischer Unruhe in der Umgebung von Island im Nordatlantischen Ozean Die „isobarometrischen Linien", wie sie Kamtz genannt (und auch zuerst zu konstruieren versucht hat in seinem Lehrbuch 1834), senken sich uber dem Atlantischen Ozean von Osten nach Westen, d h Nordamerika hat unter gleicher Breite grossere monatliche Druckschwankungen als Europa, was auch schon Kämtz gefunden hat Uber dem Nordpacifischen Ozean scheinen unter gleicher Breite die Luftdruckschwankungen wesentlich geringer zu sein, als uber dem Nordatlantischen Im allgemeinen finden wir in den Gegenden des niedrigsten Luftdruckes auch die grossten unregelmassigen Druckschwankungen [1])

Die Karten der Verteilung des Luftdruckes uber dem Atlantischen, Pacifischen und Indischen Ozean des Meteorol Council (s S 170) enthalten auch 4 Karten der mittleren Monatsschwankung des Barometers uber diesen Ozeanen im Februar, Mai, August und November Die Karte fur den Februar (Winter der nordlichen Hemisphare) zeigt uber dem Nordatlantischen Ozean ein Gebiet grosster Monatsschwankung von 51 mm zwischen Neufundland und Island, 25 unter 30°, ca 13 unter 20°, 9 mm unter 10°, im Sudatlantischen Ozean 9 mm unter 20°, 25 mm unter 40°, 38 mm unter 55° sudl Br Uber dem Nordpacifischen Ozean sind die Druckschwankungen viel kleiner, das Maximumgebiet in der Umgebung der Insel S Paul hat nur 41 mm

Einen beilaufigen Vergleich der Druckschwankungen im Februar uber dem Atlantischen und Pacifischen Ozean gewahren folgende Zahlen [2])

Breite	50	40	30	20° N
Atlantischer Ozean	51	38	19	13 mm
Grosser Ozean	36	25	6	<6 „

Im August ist die mittlere Monatsschwankung uber dem Nordatlantischen Ozean bis gegen 15° herab 25 mm und 9 mm unter 20°, uber dem Sudatlantischen Ozean 9 mm unter 10°, 25 mm unter 45°, 51 mm unter 55° sudl Br Die zwei internationalen Stationen Kap Horn und Sudgeorgien gaben im Mittel (1882/83) folgende mittlere Barometerschwankungen in den vier Jahreszeiten Fruhling 34 7, Sommer 38 8, Herbst 40 9, Winter 41 7, Jahresschwankung 54 4 (Kap Horn 45, Sudgeorgien 64 mm)

4 Charakteristische Unterschiede zwischen den hochsten und tiefsten Barometerstanden und die absoluten Extreme des Luftdruckes auf der Erde Die mittleren, sowie die absoluten Maxima des Luftdruckes erheben sich

[1]) Köppen Die monatlichen Barometerschwankungen, deren geographische Verbreitung, Veranderlichkeit und Beziehungen zu anderen Phanomenen Annalen der Hydrographie B X 1882 Mit Tafel 15, wo auch Bezug genommen ist auf eine ältere Abhandlung von Felberg (namentlich tabellarische Zusammenstellung der Barometerschwankungen) im: „Archiv der deutschen Seewarte 1878 Nr 3), und Met Z B XVIII 1883 S 7—20 Über monatliche Barometerschwankungen

[2]) Dieselben sind, weil Schiffsbeobachtungen entnommen, nicht vergleichbar mit den Monatsschwankungen, die auf meteorologischen Stationen beobachtet worden sind

nicht so hoch über den mittleren Barometerstand, wie die mittleren und auch die absoluten Minima unter denselben hinabsinken. Die Abweichung der Maxima ist nicht so extrem, wie die der Minima. Die letzteren unterscheiden sich auch in der Form ihres Auftretens, sowie durch ihre Tiefe wesentlich von den höchsten Barometerständen. Die Barometerminima scheinen also ihrer Entstehung nach anderer Natur zu sein, wie die Barometermaxima.

Folgende Beispiele dienen dazu, eine präcisere Vorstellung von dem Gesagten zu vermitteln.

Abweichungen der mittleren und absoluten Barometermaxima und -Minima von den entsprechenden Monats- und Jahresmitteln des Luftdruckes.

	Valentia		Wien		Barnaul		Nertschinsk		Lissabon		Athen	
	Max.	Min.	Max.	Min.	Max.	Min.	Max.	Min.	Max.	Min.	Max.	Min.
Winter	14·9	24·6	12·3	15·9	13·8	16·2	9·4	11·9	8·9	13·6	8·9	12·0
Sommer	9·8	15·6	6·8	10·5	8·4	9·9	7·3	9·0	4·7	5·7	4·6	5·2
Jahr	19·5	37·5	17·5	23·2	24·2	21·6	16·4	19·7	—	—	13·4	15·3

Die Abweichungen der Luftdruckminima sind überall grösser als die der Luftdruckmaxima. Wir sehen aber auch, dass die Abweichungen der Barometerminima von den Küsten des Ozeans landeinwärts rascher abnehmen, als die Barometermaxima, so dass die charakteristischen Unterschiede über dem Kontinent geringfügig werden. Dieselben sind auch im Sommer viel kleiner als im Winter. Zu Valentia im äussersten Westen von Irland gehen die mittleren Jahresminima des Barometerstandes 18 mm tiefer unter dem mittleren Barometerstand hinab, als die Jahresmaxima, in Wien ist der Unterschied nur nahe 6 mm, im Innern von Asien beträgt er nur nahe 3 mm, oder wechselt sogar das Zeichen.[1])

Köppen untersuchte auch die mittleren Abweichungen der Einzelablesungen des Luftdruckes von den zugehörigen normalen Monatsmitteln. Buys Ballot hat in den niederländischen Jahrbüchern für viele Orte solche Abweichungen mitgeteilt. Die Linien gleicher mittlerer Abweichung für Sommer und Winter (s. Met. Z. 1893. S. 244) schliessen sich nahe den „isobarometrischen“ Linien an. Das Maximum 12 mm liegt im Sommer bei Island, die Abweichungen nehmen nach SE hin bis auf 4 mm im östlichen Mittelmeer ab. Im Sommer hat Thorhavn das Maximum mit 6 mm, Südeuropa nur 2 mm. Auch bei den mittleren Abweichungen sind die negativen grösser als die positiven. Das Verhältnis: mittlere Monatsschwankung des Luftdruckes dividiert durch mittlere Abweichung ist fast konstant 4·3, um so viele Male sind die letzteern kleiner als die mittleren Monatsschwankungen des Luftdruckes.[2])

Die absolut tiefsten und höchsten Barometerstände. Da dieselben allgemeines Interesse erwecken, mögen einige der extremsten Fälle hier Platz finden. (Man vergl. auch Symons' Monthly Met. Mag. 34. Bd. S. 80. 1899.)

Paris. 1809—1880. 67.4 m. Maximum 6. Februar 1821 780.9, und merkwürdiger Weise im selben Jahr am 24. Dezember 713.1, gröste Luftdruckschwankung von 72 Jahren 67.8 mm. Aufs Meeresniveau reduziert ist das Maximum 787.2 mm, das Minimum zu Boulogne sur mer soll 710.4 mm gewesen sein.

Schottland. Am 20. Januar 1896 stieg der Luftdruck zu Ochtertyre in Pertshire auf 790.13 mm (Meeresniveau 31.108 engl. Zoll), in Fort William betrug er auch 790.1 mm (zu Glasgow 789.7 mm). Das ist der höchste bisher in England beobachtete Luftdruck.[3]) Am selben Orte fiel am 26. Januar 1884 morgens der Luftdruck auf 694.2 mm (!), zu Kilcreggan 8 h 30 am auf 693.9 mm.[4]) Das ist der

---

[1]) Die grosse positive Abweichung des Jahresmaximums zu Barnaul ist wohl nur eine Folge der Reduktion auf das Meeresniveau, doch sind auch in Semipalatinsk die Abweichungen +23.0 und —19.7.

[2]) W. Köppen, Die mittleren Abweichungen der einzelnen Barometerablesungen vom Normalwerte und deren Verhältnis zur monatlichen Barometerschwankung. Met. Z. 1893. B. XXVIII. S. 241.

[3]) Das Barometermaximum am 18. Januar 1882 war nur 787.1 zu S. Leonhard, Sussex und 786.9 zu London, das am 8. Januar 1820 zu Gordon Castle 788.5 mm. S. Quart. Journ. R. Met. Soc. VIII. S. 146 etc.

[4]) S. Deutsche Met. Z. B. I. 1884. S. 83—85. Vergleiche mit anderen tiefsten Barometerständen.

tiefste Luftdruck, der je in England beobachtet worden ist, und die absolute Barometerschwankung beträgt daher an diesem Orte 95.9 mm.

Bemerkenswerter Weise wiederholte sich nach bloss zwei Jahren über England ein ähnliches ganz exceptionelles Barometerminimum. Am 8. und 9. Dezember 1886 durchzog ein tiefes Barometerminimum Irland und die Irische See. Dabei fiel der Luftdruck zu Belfast am 8. Dezember 1 h 30 p. m. auf 695.4 mm (27.38''), noch tiefer im Norden von Irland (wahrscheinlich auf 693 1/2 mm).[1]

Auf dem Cunarddampfer „Tarifa" fiel am 5. Februar 1870 unter 24° westl. L. in der Breite von London der Luftdruck auf 694.2 mm.[2]

Reykjavik (Island). Am 4. Februar 1824, 692.0, Maximum 23. Dezember 1836, 786.5, Schwankung 94.5 mm (am 23. Dezember 1888, 696.8 mm (mit Schwerekorrektion).

Bei dem Wirbelsturm, der am 22. September 1885 über False Point an der Küste zu Orissa hinwegging, sank der Luftdruck beim Beginn der centralen Calme auf 689.2 mm (mit Schwerekorrektion 687.8) und stand noch 689.7 mm eine halbe Stunde später. Dies ist der tiefste bisher beobachtete Luftdruck im Meeresniveau.[3]

Die höchsten Barometerstände treten wahrscheinlich in Sibirien ein, sie sind aber nicht recht vergleichbar wegen der unsicheren Reduktion auf das Meeresniveau.[4]

Der höchste direkt beobachtete Luftdruck in Westsibirien war wohl der zu Tomsk am 16. Dezember 1877, wo bei —40.3° C. und schwachem Südost ein Barometerstand von 793.4 mm beobachtet wurde. Auf das Meeresniveau reduziert, giebt dies 802.0. Da Tomsk nur 73.5 m Seehöhe hat, ist dieses Maximum reeller als das zu Barnaul am gleichen Tage mit 803.4 mm, für Semipalatinsk erhält man sogar 806 mm.

Am 13. Januar 1872 hatte Barnaul gleichfalls ein Barometermaximum von etwas mehr als 803 mm im Meeresniveau.

Am 23. Januar 1900 um 7 h abends wurde wieder zu Barnaul in 170 m Seehöhe ein Barometerstand von 789.2 mm beobachtet, was im Meeresniveau 808.7 mm giebt. — Der höchste Barometerstand, der in der Oase Luktschun innerhalb zwei Jahren beobachtet worden ist, war 796.0 mm.

Für Toronto (Kanada) wird als absolutes Barometermaximum im Meeresniveau 796 mm angegeben.

Als äusserste Luftdruckextreme in Norwegen 1866/95 findet man bei Mohn (Klima-Tabeller. Lufttryk 1896) Vardö 6. Febr. 1895 791.8 (reduziert 792.8), Minimum 712.1 mm, Skudesnes (4 m) 785.8 und 705.8, endlich Bergen (17.4 m) 785.4 und 703.6, absolute Schwankung rund 82 mm in 30 Jahren.

Im Sommer gehen die absoluten Barometerminima in Norwegen nie unter 730 mm herab.

Die mittleren Jahresextreme des Luftdruckes 1873/97 (im Meeresniveau, wahrer Luftdruck) auf den Faröern und auf Island sind Thorshavn (Faröer) 779.9 und 715.1, mittlere Schwankung 64.8, absolute Extreme 789.3 (1896) und 706.7 (1873), zu Stykkisholm 782.5 und 715.4, mittlere Schwankung 67.1, absolute Extreme 789.1 (1892) und (703.7 (1888), absolute Schwankung 85.4 (im Jahre 1888 80.2!)

Als absolute Luftdruckschwankung im Meeresniveau (aber nicht am gleichen Orte) kann man etwa 120 mm annehmen.

---

[1] Über dieses ausserordentliche Barometerminimum und die dasselbe begleitenden Stürme berichtet eingehend Harding im Quarterly Journ. R. Met. Vol. XIII. 1887. S. 201.

In Belmullet an der Westküste von Irland fiel der Luftdruck von 6 h p. am 7. bis 8 h a. m. den 8. um 44.7 mm, also 3.3 mm pro Stunde. S. auch Ciel et Terre 1886. Nr. 20. pag. 457. Nature, Dec. 16. 1886. pag. 150 u. 157.

[2] Das tiefste Minimum zu London war das vom 25. Dezember 1821, 711.7 mm (28.02''), auf den Orkneys Inseln das vom 31. Dezember 1865 mit 701.8.

[3] Siehe Blanford in Nature Feb. 12. 1887. Vol. 35. pag. 341. Das Wasser stieg unmittelbar nach Vorübergang des Sturmcentrums um 6.7 m und schwemmte 2000 Haushaltungen mit 6–10000 Menschen fort. — Die oben angeführten Minima scheinen ohne Schwerekorrektion zu sein. Durch selbe werden die englischen Minima um ca. 0.6 mm erhöht, das isländische aber um 1.1, dagegen wird das Minimum von False Point auf 687.8 mm erniedrigt.

[4] Vergl. Met. Z. B. XVII. 1882. S. 96 und B. XXVIII. 1893. S. 110–111. Am 3. Januar 1893 wurde zu Archangelsk 793.7 beobachtet.

III. Buch.

Der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre und dessen Folge-Erscheinungen.

Einleitung. Der Gehalt der Atmosphäre an Wasser in Gasform, als Wasserdampf, hängt in erster Linie von der Temperatur ab. Die Erörterungen über die Verteilung des Wasserdampfes in vertikaler und horizontaler Richtung an der Erdoberfläche, sowie über dessen tägliche und jährliche Veränderungen schliessen sich daher ziemlich enge an die gleichen Verhältnisse der Temperatur der Atmosphäre an.

Erstes Kapitel.

Der atmosphärische Wasserdampf in Gasform.

I. Die Herkunft des Wasserdampfes. Die Verdunstung.

1. Die Verdunstung im allgemeinen. Der Wassergehalt der Atmosphäre stammt zum allergrössten Teile her von der Verdunstung der Ozeane und Meere, welche dreiviertel der Erdoberfläche bedecken. Sekundäre Quellen für den Wassergehalt der Luft sind die Seen, Flüsse, der von Regen benetzte Erdboden, und namentlich auch die Vegetationsdecke der Erde, Wald und Wiese. Die Existenz derselben hängt aber von der Kondensation des ozeanischen Wasserdampfes als Regen und Schnee ab, welchen die Luftströmungen, sowie auch der langsame aber kontinuierlich wirkende Prozess der Diffusion des Wassergases in der Atmosphäre, der Luft über den Kontinenten zugeführt haben.

Das Wasser verdunstet bei jeder Temperatur, auch das feste Wasser, das Eis, sowie der Schnee. Die Zunahme der Temperatur steigert aber die Verdunstung, ebenso der Wind, weil er das von den Wasseroberflächen, vom feuchten Boden, oder von Vegetationsdecken abgedampfte Wassergas wegführt und so die Bildung von neuem Wasserdampf begünstigt. Da bei einer bestimmten Temperatur nur eine bestimmte Menge Wasserdampf in einem gegebenen Raume möglich ist (Sättigungszustand, Maximum der Spannkraft oder des Druckes des Wasserdampfes), so erreicht die Verdunstung des Wassers an feuchten Oberflächen eine Grenze, sobald die Sättigung erreicht worden ist. Im unbegrenzten Raume wird diese Grenze allerdings nie völlig erreicht, weil der Wasserdampf durch Diffusion sich allseitig verbreitet. Aber diese Art der Wegführung des gebildeten Dampfes erfolgt mit grosser Langsamkeit, namentlich wenn schon andere Gase vorhanden sind, wie in der Atmosphäre. Die den verdunstenden Oberflächen nahen Luftschichten bleiben daher mit Wasserdampf fast gesättigt und die Verdunstung geht nur sehr langsam vor sich. Daher die Wichtigkeit der rascheren Wegführung des gebildeten Wasserdampfes durch

Luftströmungen. Die Menge des in einer bestimmten Zeit verdampften Wassers hängt also ab: erstlich von der Temperatur der Wasseroberfläche, oder einer feuchten Oberfläche überhaupt, zweitens von dem Sättigungszustande des Raumes oberhalb derselben und drittens von dem Luftwechsel, d. i. von der Raschheit, mit welcher der gebildete Wasserdampf weggeführt, also ein niedriger Sättigungszustand erhalten bleibt, und viertens vom Luftdruck. Die Verdampfungsgeschwindigkeit ist dem Luftdruck umgekehrt proportional. Auf grösseren Höhen verdampft bei gleicher Temperatur und gleicher Luftfeuchtigkeit mehr Wasser als unten, und zwar im Verhältnis der Barometerstände unten und oben.

Die warmen tropischen und subtropischen Meere, welche den grössten Teil der Erdoberfläche einnehmen, versorgen zumeist die Atmosphäre mit Wasserdampf [1]). Die Wasserdampfmengen, welche Binnenseen und Flüsse an die Atmosphäre abgeben, werden leicht überschätzt gegen die von den benachbarten Meeren zugeführten Dampfmengen. Die Vegetation und feuchtes Erdreich aber sind ihrer Oberflächenausdehnung wegen wichtige Quellen der atmosphärischen Feuchtigkeit. Nasser Boden giebt mehr Wasserdampf ab als eine Wasserfläche, wegen seiner Rauhheit und rascheren Erwärmung, doch ist die Wasserdampfzufuhr von nassem Boden mehr vorübergehender Natur.

Haughton schätzt die mittlere jährliche Verdunstung über der gesamten Tropenzone auf 85 engl. Zoll = 216 cm (entsprechend einer Wasserhöhe von diesem Betrage). Da aber nur dreiviertel der Tropenzonen von Meeren eingenommen werden, liefert dieselbe über ihrer ganzen Fläche doch nur 63.8″ = 162 cm für die ganze Zone. In dem sehr heissen Madras betrug die jährliche Verdunstung eines Teiches 232 cm [2]). Zu Bombay wurde die jährliche Verdunstung von einer Oberfläche von 1 engl. Quadratfuss = 217 cm gefunden [3]), von einem Wasserreservoir von 10000 Quadratfuss = 193 und von Seen = 159 cm (im Maximum, d. i. im Mai, je 30, 25 und 20 cm pro Monat). Alle diese Messungen beziehen sich auf Süsswasser und müssen daher nach Mazelles Versuchen um 10 Proz. vermindert werden, wenn sie auf das Meer übertragen werden sollen. (Von den Bitterseen sollen im Juli täglich bloss 4·5 mm verdampfen.)

Salles bestimmte in Südfrankreich bei Arles die jährliche Verdunstung von Wasserbassins zu 105 cm (im Juli 200 mm, Maximum 18. Juli 14 mm, in der Sonne, bei geringer Tiefe 0.5 bis 1.5 m) [4]). Zu Paris ist die jährliche Verdunstung ca. 60 cm. Für Burgund wurden 57 cm gefunden (Rogers Field, British Rainfall 1869.) In England wurde die Höhe der jährlich verdunsteten Wasserschicht unter den einwurfsfreiesten Verhältnissen gemessen [5]) zu Croydon 42 cm, zu Camden Square London

[1]) Das Salzwasser (Meerwasser) giebt unter gleichen Verhältnissen etwas weniger Wasserdampf an die Luft ab, als Süsswasser. Mazelle hat gefunden, dass Meerwasser (von 3.7 Proz. Salzgehalt) um so mehr gegen Süsswasser in der Verdampfung zurücksteht, je geringer die letztere ist.

	Mittlere tägliche Verdunstung (mm)				Extreme	
Süsswasser	1.03	1.60	2.04	2.80	0.36	6.4 mm
Meerwasser	0.78	1.28	1.69	2.40	0.25	5.8
Differenz	0.25	0.32	0.35	0.40	0.11	0.6
Quotient	1.32	1.25	1.21	1.17	1.44	1.1

Bei zunehmender Temperatur wie bei zunehmender Windgeschwindigkeit bleibt das Meerwasser gegen das Süsswasser stets in der Zunahme der Verdunstung zurück. (Die Verdunstung des Meerwassers und des Süsswassers. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. CVII. März 1898.) Eine Kommission der Pariser Akademie hatte die Verdunstung des Meerwassers nur zu 62 Proz. von jener des Süsswassers genommen. Dieulafait findet 96½ Proz. Comptes rendus. T. XCIV. pag. 1655 u. XCVII. pag. 500.

[2]) Haughton, Six lectures on Physical Geography. pag. 121—129.

[3]) Quarterly Journ. R. Met. Soc. XX. S. 70.

[4]) Comptes rendus. T. XCVII. pag. 347.

[5]) Siehe Symons' British Rainfall 1886. pag. 14 und 1897. pag. 30. Quarterly Journ. R. Met. Soc. Vol. XVIII. pag. 53.

38 cm, zu Strathfield Turgiss 46 cm. (Maximum pro Tag 4—6 mm.) Diese Zahlen geben eine beiläufige Vorstellung von der Abnahme der Grösse der Verdunstung von den Tropen gegen die höheren Breiten hinauf.

Als Extreme der jährlichen Verdunstungsmengen können wohl die Ergebnisse der Messungen in Alice Springs im heissen Innern von Südaustralien nahe dem Wendekreis in 590 m Seehöhe mit 2577 mm und zu Kimberley im Innern Südafrikas in 1240 m mit 2466 mm (Maximum: Dezember 307, Minimum: Juni 109 mm) betrachtet werden, da sie in einem sehr trockenen heissen Kontinentalklima in bedeutender Seehöhe beobachtet worden sind. Und diese Zahlen, obgleich einwurfsfrei gemessen, sind wohl jedenfalls noch zu gross gegen die Verdunstung einer grösseren Wasserfläche. Die Verdunstung von dem seichten Inlandsee Lake George im Innern von Neusüdwales beträgt im Mittel von 6 Jahren nur 104 cm.

2. Tägliche und jährliche Periode der Verdunstung. Beide Perioden schliessen sich dem Gange der Temperatur mehr oder weniger genau an, die tägliche Periode jedenfalls mehr als die jährliche, bei welcher letzteren auch die Variationen der anderen meteorologischen Elemente grösseren Einfluss haben. Als Beispiel für den täglichen Gang der Verdunstung will ich die fünfjährigen Messungen zu Kairo hier anführen und mit den korrespondierenden Daten für die Temperatur vergleichen. Ich gebe die Mittel für die drei Monate der kleinsten Verdunstung November, Dezember, Januar (55·7 mm pro Monat) und für die drei Monate mit der grössten Verdunstung Mai, Juni und Juli (166·5 mm).

Täglicher Gang der Verdunstung und der Temperatur in Kairo.

Verdunstung in Millimeter pro Stunde und gleichzeitige Temperatur.

	Mittn.	2	4	6	8	10	Mittg.	2	4	6	8	10	Mittel
							November — Januar.						
mm	1.31	1.10	0.77	0.65*	1.50	3.16	4.45	**4.76**	3.95	2.83	1.88	1.36	2.31
Temp.	13.0	12.0	11.5	10.8 *	12.9	15.9	20.1	**21.1**	20.5	17.2	15.0	13.2	15.28
							Mai — Juli.						
mm	3 00	1.51	0.91*	1.75	4.39	7.19	11.88	**13.87**	13.47	11.13	7.09	5.19	6.96
Temp.	21.4	19.3	18.8 *	20.3	23.9	28.4	32.2	**34.0**	33.4	30.9	27.6	24.3	26.21

Man sieht, dass Verdunstung und Temperatur genau die gleiche tägliche Periode haben.

Der tägliche Gang der Windstärke, der in Kairo sehr ausgesprochen ist (Minimum 6h morgens 1.9, Maximum 3h 14.0 km pro Stunde, also das siebenfache), hat natürlich auch einen Einfluss, da er aber auch dem täglichen Temperaturgang folgt, bewirkt er keine Abweichung von demselben. Ähnlich verhält es sich auch mit dem Gange der Luftfeuchtigkeit. Für den jährlichen Gang gilt dies aber nicht. Man sieht auch, dass einer Temperaturzunahme von 10.3° im Winter nur eine Steigerung der stündlichen Verdunstungsmenge um 4.1 mm entspricht, in den trockenen Monaten aber einer Temperatursteigerung um 15.2° eine Steigerung der stündlichen Verdunstung um 13.0 mm. Von November bis Januar nimmt die Sättigung der Luft mit Wasserdampf nur von 85 Proz. um 6 h a auf 46 Proz. um 3 h p ab, von Mai bis Juli aber von 79 Proz. auf 28 Proz.

Die Registrierungen der Verdunstung zu Montpellier von Houdaille ergeben, dass dort die Verdunstung bei Tag im Mittel 3·9 mal grösser ist als bei Nacht, am kleinsten ist diese Verhältniszahl im Februar: 2·6, am grössten im August: 4·9 (beide Zahlen auf gleiche Dauer der Nächte reduziert). [1])

Der jährliche Gang der Verdunstung folgt im allgemeinen auch jener der Temperatur, aber nicht so genau, weil auch der Gang anderer meteorologischer Elemente mehr oder minder darauf Einfluss nimmt. Zu Kairo z. B. tritt das Maximum der Verdunstung im Mai und Juni ein (170 und 175 mm), während der heisseste Monat der Juli ist. Der Mai hat aber eine grössere Windstärke und geringere Luftfeuchtigkeit. Das Minimum der Verdunstung hat der Dezember (mit

---

[1]) Für Kairo siehe Met. Z. B. XXXII. 1897. S. 428, für Montpellier ebenda 1893. S. 431. Kairo von mir berechnet.

53 mm). Zu Alice Springs in Sudaustralien steigt die Verdunstung von 83 mm im Juni auf 341 mm im Januar, also um mehr als das vierfache [1]) Wahrend des Winters der hoheren Breiten ist die Verdunstung sehr gering In Südengland beträgt dieselbe im Dezember wenig uber 1 mm, im Juli 89 mm und ist im Fruhling viel grösser als im Herbst. [2])

Will man an die Messung der Verdunstung gehen, so muss man sich vorerst klar machen, was man messen will Die nachstliegende Aufgabe, die auch meist gestellt wird, besteht darin, durch Verdunstungsmessungen zu ermitteln, wie viel ein freier Wasserspiegel (ein Teich, Wasserreservoir, See) im Verlaufe einer gewissen Zeit durch Verdunstung an Wasser verliert Diese Frage lasst sich nicht anders mit einiger Genauigkeit ermitteln, als dadurch, dass man den Verdunstungsmesser auf dem Wasserspiegel selbst schwimmen lasst (oder in denselben einsenkt) und zwar nicht zu nahe am Ufer Die Temperatur des Wassers im Verdunstungsmesser muss moglichst genau mit der Temperatur der Wasseroberflache ubereinstimmen, und der Abstand des Wasserniveaus im Verdunstungsgefäss vom umschliessenden Gefassrand muss gering sein und moglichst konstant erhalten werden Auch dann erhalt man nur die Verdunstung von dem bestimmten Teiche etc Eine andere grössere oder kleinere Wasseransammlung in anderer Lage hat eine andere Verdunstung, namentlich ist dabei die ortliche Luftbewegung sehr massgebend Die Frage nach der Verdunstungsgrosse an einem bestimmten Orte uberhaupt lasst sich allgemein gar nicht beantworten, sie ist unbestimmt

Handelt es sich um *relative* Messungen, um thunlichst vergleichbare Zahlenwerte fur die Grosse der Verdunstung an verschiedenen Orten, in verschiedenen Klimaten, so gelangt man wohl am besten zu diesem Ziele, indem man uberall die gleichen Atmometer in gleicher Aufstellung anbringt und deren Angaben abliest, wie das z B. in Russland von Wild eingefuhrt worden ist

Naturlich ist eine ganz gleichartige Aufstellung nur angenahert zu erreichen, namentlich ist es fast unmoglich, uberall die gleiche Ventilation zu haben Verschiedene Atmometer, besonders solche von verschiedener Grosse (Fassungsraum fur Wassermengen), geben sehr verschiedene Verdunstungsmengen Die verschiedene Temperatur, welche das Wasser annimmt, ist die Hauptursache der Verschiedenheit, kleine Atmometer erwärmen sich rascher und geben eine grossere Verdunstung Im allgemeinen erhalt man zumeist eine zu grosse Verdunstung, selbst wenn das Atmometer im Schatten aufgestellt ist, wegen der hoheren Wassertemperatur und grosseren Lufttrockenheit gegenuber einer freien grosseren Wasserflache Die weitaus meisten Angaben uber Verdunstungsmengen sind ganzlich unvergleichbar Fur Russland liegen wegen Einfuhrung gleicher Apparate (Wildsche Verdunstungswage) in gleicher Aufstellung wohl noch die am besten vergleichbaren Angaben uber Verdunstung vor, was bei der grossen Ausdehnung des Reiches über sehr verschiedene Klimagebiete von besonderem Werte ist Man darf sie aber nicht mit den Verdunstungsgrössen freier Wasserflachen an den gleichen Orten fur identisch halten Am leichtesten erhält man noch Relativzahlen fur den jahrlichen Gang der Verdunstung, wenn das Atmometer sorgfaltig bedient und abgelesen, namentlich dafur gesorgt wird, dass das Verdunstungsgefass stets gleich gefullt bleibt

3 Die Verdunstung als Funktion der Temperatur, Luftfeuchtigkeit, von Wind und Luftdruck. Dalton hat schon den Satz aufgestellt, dass die in einer bestimmten Zeit verdampfte Wassermenge proportional ist dem Unterschiede zwischen dem Maximum der Spannkraft des Wasserdampfes *bei der Temperatur der Wasseroberflache* und der Spannkraft des schon vorhandenen Wasserdampfes Bezeichnen wir die Dampfmenge mit v, jenes Maximum der Spannkraft des Wasserdampfes

[1]) Siehe Met Z 1895 S 36, u 1896 S 279 Man findet da auch die zweckmässige Form der Verdunstungsmessung in Adelaide und Kimberley spezieller angegeben

[2]) Siehe Met. Z 1891 S 118, die zweckmässigste Form der Verdunstungsmessung, wie sie in England ublich Uber die jährliche Periode der Verdunstung s Stelling, Jährlicher Gang der Verdunstung in Russland Wild, Rep f Met VII Nr 6, Britzke, über denselben Gegenstand ebenda B XVII Nr 10 Stelling Verdunstung in Tiflis Ebenda B V Nr 9 Met Z 1895 Litteraturbericht S 76

mit E, die schon vorhandene Dampfspannung mit e, mit z die Zeit, so ist die Verdampfungsgeschwindigkeit: $dv : dz = A(E - e)$, wenn A eine Konstante bezeichnet.

Erfolgt die Verdampfung in einem Raume, in welchem schon andere Gase vorhanden sind, welche den Druck b (Barometerstand) ausüben, so ist obiger Ausdruck noch durch b zu dividieren. Die Verdampfungsgeschwindigkeit ist dem Luftdruck umgekehrt proportional.

Dazu kommt dann noch der Einfluss der Luftbewegung, welche, indem sie den gebildeten Wasserdampf rascher wegführt, und so die Differenz $E - e$ auf einem mehr konstanten Wert erhält, die Verdampfungsgeschwindigkeit vergrössert. Weilenmann und Stelling haben diesen Einfluss der Luftbewegung auf die Verdunstungsmenge in Rechnung zu stellen gesucht. Sie kommen zu einer Gleichung von der Form:

$$dv : dz = A(b' : b)(E - e) + B(E - e)w,$$

wenn die Konstante A bei dem Luftdruck b bestimmt worden ist und b′ der herrschende Luftdruck ist. B ist eine zweite Konstante, und w die Windgeschwindigkeit.[1])

Weilenmann hat die empirischen Konstanten A und B für verschiedene Orte und Atmometeraufstellungen berechnet und gezeigt, dass man die beobachtete Verdunstung mit völlig zureichender Genauigkeit berechnen kann. Stelling hat die Konstanten A und B aus den sehr sorgfältigen stündlichen Verdunstungsbeobachtungen in der Sonne und im Schatten von Dohrandt in Nukuss berechnet. Er findet die Übereinstimmung der beobachteten und der berechneten monatlichen Verdunstung befriedigend, mittlerer Fehler 9 Proz.[2])

De Heen[3]) und Schierbeck[4]), ebenso Aron Svensson[5]) finden, dass die Verdampfungsgeschwindigkeit nicht mit der Windgeschwindigkeit direkt, sondern mit der Quadratwurzel derselben zunimmt. Ausserdem wächst dieselbe auch mit der Temperatur, ist dem Faktor $1 + \alpha t$ [oder was dasselbe $T : T_0$] proportional. Trabert[6]) hält folgende Formel für den wahrscheinlichsten Ausdruck für die Verdampfungsgeschwindigkeit:

$$V = C(1 + \alpha t)\sqrt{W}(E - e),$$

der auch die Beobachtungen von Schierbeck am besten wiedergiebt.

Die Konstante C gilt für einen bestimmten mittleren Luftdruck B, für einen davon wesentlich abweichenden Luftdruck b ist deshalb auch der Faktor $b : B$ beizufügen. W ist die Windgeschwindigkeit. E ist die maximale Dampfspannung bei der Temperatur der Oberfläche der verdampfenden Flüssigkeit, e die herrschende Dampfspannung in dem Raume, wo die Flüssigkeit verdampft. Bezeichnen wir mit t die Temperaturangabe eines trockenen, mit t′ die eines benetzten Thermometers, so ist nach der einfachsten Theorie des Psychrometers (S. 216).

$$e = E - c(t - t'), \quad \text{somit } E - e = c(t - t'),$$

d. h. man kann in obiger Gleichung für $E - e$ auch die Psychrometerdifferenz einstellen. Die Verdampfungsgeschwindigkeit ist dem Temperaturunterschiede zwischen

---

1) A. Weilenmann, Die Verdunstung des Wassers. Schweizerische Meteorolog. Beobachtungen. XII. Jahrg. 1877. Met. Z. B. XII. 1877. S. 268, 368.

Stelling, Über die Abhängigkeit der Verdunstung des Wassers von seiner Temperatur und der Feuchtigkeit und Bewegung der Luft. Wild, Rep. f. Met. B. VIII. Nr. 3. Petersburg 1882.

2) S. auch: Bestimmung der absoluten Grösse der Verdunstung einer freien Wasserfläche. Rep. f. Met. VIII. Kleinere Mitteilungen. 2.

3) S. Naturwissenschaftliche Rundschau. VI. 1891. S. 467.

4) Sitzungsberichte der dänischen Akademie Kopenhagen. 1896. Nr. 1.

5) Svensson, Zur Kenntnis des Ventilations-Psychrometers. Stockholm 1898.

6) Met. Z. B. XXXI. 1896. S. 261.

einem trockenen und einem feucht gehaltenen Thermometer proportional. In der That haben Ule und Krebs gefunden, dass das Psychrometer auch als Verdunstungsmesser benutzt werden kann. Krebs hat durch Beobachtungen am Mansfelder See und Plattensee spezieller ermittelt, dass einer Psychrometerdifferenz von 1° eine Verdunstungshöhe von 2 mm von einer freien Wasserfläche entspricht, das wäre also für 1° C Psychrometerdifferenz eine Verdunstung von 0·0833 mm pro Stunde.[1])

Die physikalischen Gesetze der Verdampfungsgeschwindigkeit hat Stefan abgeleitet, siehe Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. LXVIII. 1874. S. 385 u. B. LXXXIII. 1881. Maiheft. Auszug in Met. Z. B. XVII. 1882. S. 63.

Stefan begründet auch den wichtigen Satz, dass die Verdampfungsmenge von einer Wasseroberfläche nicht dem Flächeninhalt, sondern dem Umfang des Beckens proportional ist, also mit der Quadratwurzel aus dem Flächeninhalt variiert. Daher ist die Verdampfung von kleinen Wasserbecken relativ grösser als von grossen. Dieser Satz, der mit Strenge nur für die Verbreitung des Wasserdampfes durch Diffusion abgeleitet worden ist, gilt auch noch annähernd für bewegte Luft, weil sich doch bald ein mehr oder weniger stationärer Zustand einstellt.

Über den Meeren und Ozeanen hat natürlich der Wind einen geringen Einfluss auf die Grösse der Verdunstung, und nur insofern, als er die oberen und unteren Luftschichten mischt.

Die Langsamkeit der Verdunstung, im Falle der Dampf bloss durch Diffusion sich verbreiten kann, zeigt z. B. ein Versuch von Lamont. Ein Glasrohr von 1·1 mm Durchmesser war bis zu 9 cm vom Rande mit Wasser gefüllt. In einem geheizten trockenen Raume bei 18° (R. ?) verdampften pro Tag bloss 0·45 mm, während von einem grösseren Verdunstungsmesser 3·2 mm verdampften. Lamont, Über das Messen der Verdunstung in freier Luft. Z. für Met. IV. 1869. S. 241. (Beachtenswerte Erörterungen.)

II. Die Messung und Berechnung des Wasserdampfgehaltes der Luft.

Allgemeines. Der an der Erdoberfläche durch Verdunstung der Wasserflächen, des nassen Bodens, der Vegetation gebildete Wasserdampf verbreitet sich in der Atmosphäre durch Diffusion und mit der Luft selbst durch die Winde. Man wird schon deshalb voraussetzen dürfen, dass seine Verteilung in der Atmosphäre von unten nach den höheren Schichten hinauf abnimmt, sowie auch von der Oberfläche der Meere und von den Küsten gegen das Innere des Landes. Dazu kommt noch, dass, wie wir sehen werden, die Verteilung der Temperatur seiner Ausbreitung Grenzen setzt, bei niedrigeren Temperaturen wird er wieder flüssig. Die Verteilung des Wasserdampfes kann deshalb durchaus nicht so gleichförmig und regelmässig sein, wie die der anderen Gase der Atmosphäre, welche in feststehenden Quantitaten vorhanden sind, und deren gleichförmiger und gesetzmässiger Verteilung von der Temperaturverteilung in der Atmosphäre keinerlei Schranken gesetzt werden.

Der Gehalt der Atmosphäre an Wasserdampf kann auf mehrfache Weise einen ziffermässigen Ausdruck finden.

1. Durch die Angabe der Spannkraft des Wasserdampfes, des Dampfdruckes.[2]) Der in der Luft (oder auch im sonst leeren Raume) vorhandene Wasserdampf übt sowie die anderen Gase einen Druck auf die ihn begrenzenden oder in ihm eingetauchten Gegenstände aus. Bringt man in die Toricellische Leere des Barometers einen Wassertropfen, dessen Gewicht an sich die Quecksilbersäule desselben nur ganz unmerklich erniedrigen würde, so sinkt dieselbe infolge der Verdampfung des Wassers ganz erheblich. Das Wasser übt nun in Gasform einen Druck aus (entwickelt eine Expansivkraft), welcher weit grösser ist als sein Gewicht.

---

[1]) Met. Z. B. XXX. 1895. S. 38.

[2]) Wir möchten das sonst gebräuchliche Wort „Dunstdruck" vermeiden, weil das Wort Dunst mehrfache Bedeutung hat, z. B. auch für Trübung der Luft überhaupt vielfach verwendet wird.

Man wird bei derartigen Versuchen bald finden, dass die Erniedrigung der Quecksilbersäule des Barometers bei bestimmten Temperaturen eine konstante ist, aber mit der Temperatur zu- und abnimmt. Ohne Steigerung der Temperatur kann man die Expansivkraft nicht steigern, wenn der Raum mit Wasserdampf gesättigt bleibt, wie dies der Fall ist, wenn stets noch etwas flüssiges Wasser vorhanden ist. Wollte man durch Neigen der Barometerröhre oder durch Zugiessen von Quecksilber im offenen Schenkel eines Heberrohres den gesättigten Wasserdampf komprimieren, seine Expansivkraft noch steigern, so gelingt dies nicht, ein Teil des Dampfes wird wieder tropfbar-flüssig, seine Expansivkraft bleibt ungeändert. Der Wasserdampf hat bei einer bestimmten Temperatur ein Maximum der Spannkraft, das nicht überschritten werden kann.

Die Spannkraft des Wasserdampfes, der Dampfdruck, wird, wie der Luftdruck, durch die Höhe einer Quecksilbersäule angegeben, welche den gleichen Druck ausübt wie der Dampf. Bei den oben erwähnten Versuchen wird ja der gebildete Wasserdampf das Quecksilber im offenen Schenkel der Heberröhre um so viel Millimeter heben, als seine maximale Spannkraft bei der gegebenen Temperatur beträgt. Diese gehobene Quecksilbersäule ist das Mass der Spannkraft des Dampfes. Wir werden die Spannkraft des Wasserdampfes im folgenden stets mit e bezeichnen, die maximale Spannkraft für eine gegebene Temperatur aber mit E.

2. Durch das Gewicht des Wasserdampfes in einem gegebenen Raume, in der Volumeinheit, als welche wir den Kubikmeter nehmen wollen, um gar zu kleine Zahlen zu vermeiden. Für meteorologische Zwecke ist es am bequemsten, das Gewicht des Wasserdampfes in Gramm pro Kubikmeter anzugeben. Dieses Gewicht nennen wir die absolute Feuchtigkeit.

3. Durch das Gewicht des Wasserdampfes in einem Kilogramm feuchter Luft, also in der Gewichtseinheit Luft. W. v. Bezold nennt diese Wasserdampfmenge die spezifische Feuchtigkeit. Auch diese wollen wir in Gramm, also in Tausendteilen unserer Gewichtseinheit, angeben. Dieser Ausdruck des Wasserdampfgehaltes der Luft ist für theoretische Untersuchungen zuweilen der bequemste und geeignetste. [1])

4. Durch das Verhältnis der in der Luft vorhandenen Wasserdampfmenge zu der bei der herrschenden Temperatur möglichen Dampfmenge, also nach unserer früheren Bezeichnung das Verhältnis von e zu E. Der Quotient e:E heisst die relative Feuchtigkeit, und wird meist in Prozenten ausgedrückt, d. i. der ächte Bruch e:E wird mit 100 multipliziert. Eine relative Feuchtigkeit von 50 Proz. z. B. sagt demnach, dass die Luft zur Hälfte mit Wasserdampf gesättigt ist, 20 Proz., dass sie nur $^1/_5$ der möglichen Wassermenge enthält. Die relative Feuchtigkeit ist der geeignetste Ausdruck für die Luftfeuchtigkeit als klimatischer Faktor. [2])

5. Statt des Quotienten e:E kann man auch die Differenz E — e als Ausdruck einer Art relativer Feuchtigkeit verwenden. Diese Differenz, die Dampfspannung, welche zur Sättigung der Luft mit Wasserdampf noch fehlt, nennt man das Sättigungsdefizit. [3]) Die Raschheit der Verdunstung, die „Evaporationskraft", wie man zuweilen sagt, ist dem Sättigungsdefizit nahezu direkt proportional, wie wir oben in dem Ausdrucke für die Geschwindigkeit der Verdunstung gesehen haben. Es darf aber nicht übersehen werden, dass in dem Ausdrucke für das

---

[1]) Das Verhältnis der in der Volum- oder Gewichtseinheit enthaltenen Dampfmenge zum Gewicht der trockenen Luft in derselben hat Jamin „richesse hygrométrique" genannt und dasselbe ist seither in französischen meteorologischen Publikationen öfter berechnet worden. Die Formel dafür findet man später, S. 220.

[2]) S. mein Handbuch der Klimatologie. B. I. S. 52 etc. Man findet dort Erörterungen über die klimatische Bedeutung der absoluten und der relativen Feuchtigkeit, sowie des Sättigungsdefizits.

[3]) Hugo Meyer in Met. Z. B. XXII. 1887. S. 113.

Sättigungsdefizit für E gewöhnlich das Maximum der Spannkraft bei der herrschenden Lufttemperatur genommen wird, während die Verdunstungsgeschwindigkeit von der Spannkraft des Dampfes über der Wasser- (oder feuchten) Oberfläche abhängt, welche letztere stets etwas kleiner ist, und zwar um so kleiner, je grösser die Trockenheit der Luft ist. Sollte das Sättigungsdefizit der „Evaporationskraft" direkt proportional sein, so müsste das Maximum E bei der Temperatur des feuchten Thermometers genommen werden. Diese Differenz kann aber dann nicht mehr strenge „Sättigungsdefizit" genannt werden.[1])

Die folgende kleine Tabelle enthält eine gedrängte Zusammenstellung der numerischen Werte des Wasserdampfgehaltes der Luft bei verschiedenen Temperaturen im Zustande der Sättigung (relative Feuchtigkeit = 100) oder der maximalen Spannkraft des Wasserdampfes nach den oben aufgezählten Methoden der Darstellung.

Grössen, durch welche die atmosphärische Feuchtigkeit dargestellt werden kann.

Temperatur	Maximum des Dampfdruckes E (Millimeter)	Gewicht im Kubikmeter bei E (Gramm)	Änderung pro Grad	Gewicht des Wasserdampfes (Gramm) in einem Kilogramm gesättigt-feuchter Luft bei einem Luftdruck von 760 mm	600 mm	400 mm
—25	0·50	0·58	0·05	0·41	0·52	0·78
—20	0·81	0·93	0·08	0·66	0·84	1·26
—15	1·28	1·43	0·12	1·05	1·33	1·99
—10	2·00	2·20	0·17	1·64	2·08	3·11
— 5	3·07	3·31	0·25	2·51	3·19	4·79
— 0	4·60	4·88	0·33	3·77	4·78	7·19
0	4·62	4·90	0·33	3·78	4·81	7·22
5	6·58	6·85	0·43	5·41	6·86	10·30
10	9·14	9·34	0·57	7·53	9·53	14·35
15	12·67	12·74	0·75	10·46	13·25	19·97
20	17·36	17·15	0·98	14·35	18·64	27·48
25	23·52	22·84	1·25	19·51	24·78	—
30	31·51	30·09	1·59	26·23	—	—

t =	—30	—35	—40	—45	—50	35	40	45	50
E	0·31	0·19	0·12	0·08	0·05	41·8	54·9	71·4	92·0

Die Angaben des Dampfdruckes für Temperaturen unter dem Gefrierpunkt beziehen sich auf den „Eisdampf", den Dampfdruck über festem Wasser (nach Juhlin), der Dampfdruck über flüssigem Wasser bei gleicher Temperatur ist etwas höher.[2])

Temperatur	—0	—2	—4	—6	—8	—10	—12	—14	—16
Eisdampf	4·60	3·92	3·33	2·82	2·38	2·00	1·67	1·40	1·17
Wasserdampf	4·62	3·99	3·45	2·97	2·56	2·20	1·88	1·61	1·38

Das Gewicht des Wasserdampfes in einem Kilogramm gesättigt-feuchter Luft wird natürlich bei gleicher Temperatur mit abnehmendem Luftdruck immer grösser, die Dampfspannung ist ja die gleiche, während der Druck der trockenen Luft kleiner ist, das Verhältnis E : b wird grösser, und damit die Wasserdampfmenge.

---

[1]) Ist z. B. bei einer Lufttemperatur von 28° der Dampfdruck e = 8·0 mm, so ist E = 28·1 mm, e : E = 28%. Unter diesen Verhältnissen kühlt die verdampfende Flüssigkeit bis 17·2° ab (Temperatur einer feuchtgehaltenen Thermometerkugel), die Dampfspannung über derselben ist dann 14·6 mm, die Verdampfungsgeschwindigkeit hängt von der Differenz 14·8 — 8 = 6·8 mm ab, das Sättigungsdefizit ist aber 28·1 — 8 = 20·1, also dreimal grösser! Wenngleich Wasseroberflächen wegen starker Wärmezufuhr von unten nicht so stark durch Verdunstung unter die Lufttemperatur sich abkühlen, so sieht man doch aus diesem Beispiel, dass man das Sättigungsdefizit nicht geradezu als Mass der Verdampfungsgeschwindigkeit verwenden darf.

[2]) Vergl. Met. Z. B. 29. 1894. S. 96.

Feuchte Luft ist bei gleichem Druck spezifisch leichter als trockene, weil der Wasserdampf nur $^5/_8$ vom Gewicht der trockenen Luft hat. Bei der relativ geringen Menge Dampf, welche die Luft selbst im gesättigten Zustande enthält, wird aber der Unterschied nie erheblich. Zur Abwehr einer Überschätzung des Einflusses des Wasserdampfes auf das spezifische Gewicht der Luft mögen folgende Zahlen hier angeführt werden:

Ein Kubikmeter Luft wiegt bei

Temperatur	—20	—10	0	10	20	30°
Trocken	1395	1342	1293	1247	1205	1165 Gramm
Gesättigt-feucht	1395	1341	1290	1241	1194	1147 „
Differenz	0	1	3	6	11	18 „

Diese Unterschiede sind gering, dagegen bewirkt schon eine Temperaturänderung von 1° eine Änderung des Luftgewichtes um 5 und 4 g (bei den niedrigsten und höchsten Temperaturen unserer Tabelle). Bei 20° hat die Sättigung der Luft mit Dampf denselben Einfluss auf die Dichte der Luft wie eine Temperaturzunahme um 3°, bei 0° hat schon eine Zunahme um 1° einen grösseren Einfluss als die Sättigung mit Dampf. Die Würdigung dieser Verhältnisse ist wichtig bei den Erörterungen der dynamischen Meteorologie.

Messung des Wasserdampfgehaltes der Luft. Hygrometrie. Die Instrumente oder Apparate zur Bestimmung des Wasserdampfgehaltes der Luft nennt man im allgemeinen Hygrometer. Die Methoden und Instrumente zur Bestimmung der atmosphärischen Feuchtigkeit können hier nur ganz kurz und übersichtlich eine Erörterung finden.

1. Direkte Bestimmung der absoluten Luftfeuchtigkeit, des Gewichtes des Wasserdampfes in einem bestimmten Volum Luft. Dieselbe wird häufig etwas unpassend auch die chemische Methode genannt. Sie besteht darin, dass man eine gewisse bekannte Menge Luft über Substanzen hinstreichen lässt (mit Schwefelsäure getränkte Bimsteinstücke, Phosphoranhydrid etc.), welche den Wasserdampf absorbieren. Die Gewichtszunahme dieser Substanzen entspricht dem Gewicht der in der Luft enthaltenen Dampfmenge, also der absoluten Feuchtigkeit, wenn man das Dampfgewicht auf die Volumeinheit reduziert. Diese Methode ist umständlich und erfordert bei den geringen Dampfmengen (ein Liter Luft enthält bei 10° bloss 9 Milligramm selbst im Sättigungszustande) grosse Genauigkeit der Messungen und Wägungen. Sie dient deshalb zumeist nur zur Kontrolle der einfacheren indirekten Methoden.

2. Die Bestimmung des Taupunktes, Kondensationshygrometer. Kühlt man den Wasserdampf der Luft auf eine Temperatur ab, bei welcher seine Spannkraft das Maximum überschreitet, so kondensiert er sich in Form feiner Wassertröpfchen. Auf glatten polierten glänzenden Oberflächen schlagen sich dieselben in leicht sichtbarer Form als „Tau" nieder. Die Oberflächen erscheinen dann matt oder trüb. Das einfachste Kondensationshygrometer für die Sommermonate ist ein Glas mit Wasser, welch letzteres man durch Zusatz von Eisstückchen so lange vorsichtig abkühlt, bis gerade eine Spur von Tau auf der Aussenseite des Glases erscheint. Die Temperatur des Glases, bei welcher der erste feine Taubeschlag eintritt, ist der Taupunkt der Luft. Natürlich ist dessen Beobachtung und die genaue Ermittelung der entsprechenden Temperatur nicht so einfach. Würde dieselbe aber z. B. 5° gewesen sein, dann wissen wir sogleich, dass die Spannkraft des Wasserdampfes in der Luft 6·6 mm beträgt (s. die vorstehende Tabelle). Mit Hilfe einer Tabelle der maximalen

Dampfspannung bei allen Temperaturen führt also die Taupunktbestimmung rasch zur Bestimmung des Wassergehaltes der Luft.[1])

Daniel, Regnault, Crova haben Apparate angegeben, mittelst welcher man den Taupunkt am sichersten bestimmen kann. Der Taupunkt der Luft ist an sich ein wichtiger meteorologischer Faktor. Da aber Taupunktbestimmungen immer ein delikates Experiment sind, namentlich bei niedrigen Temperaturen und grosser Lufttrockenheit (wo die Methode auch leicht ganz versagt), so haben sich die Taupunkthygrometer als gewöhnliches Beobachtungsinstrument in der Meteorologie nicht eingebürgert.

3. Die Volumhygrometer von Schwackhofer und Edelmann. Schwackhofer gab eine Methode an, die Spannkraft des Wasserdampfes in der Luft dadurch zu bestimmen, dass man eine Luftprobe in ein Gefäss einschliesst und deren Spannung vor und nach vollkommener Austrocknung derselben an einer graduierten Röhre abliest. Die Austrocknung erfolgt dadurch, dass die Luft mit Schwefelsäure in Berührung gebracht wird. Edelmann gab dem Apparat eine handlichere Form.[2])

4. Das Psychrometer. Benetzt man die Kugel eines Thermometers mit einer ganz dünnen Wasserschicht, am einfachsten indem man dieselbe mit einem feinen (ausgewaschenen) Mousselin glatt überzieht und denselben befeuchtet, so kühlt dieselbe ab. Das Thermometer sinkt infolge der zur Verdampfung des Wassers verbrauchten Wärme, die der Thermometerkugel entzogen wird, erreicht aber bald einen konstanten Stand. Die bei einer bestimmten Trockenheit der Luft konstante Differenz der Angabe eines befeuchteten Thermometers gegen die Angabe eines trocken gehaltenen, welches die Lufttemperatur angiebt, heisst die Psychrometerdifferenz (Nasskälte) und giebt ein indirektes Mass für den Wasserdampfgehalt der Luft.

In einfachster Form lässt sich der Zusammenhang zwischen der Nasskälte und dem in der Luft herrschenden Dampfdruck leicht überblicken. Die der Thermometerkugel entzogene Wärme ist der Menge des verdampften Wassers proportional, und diese wieder, wie wir früher gesehen haben (S. 211), der Differenz zwischen der Dampfspannung an der Oberfläche der verdunstenden Flüssigkeit E (maximale Spannkraft bei der Temperatur t′ des nassen Thermometers) und dem Dampfdruck e der Luft, ausserdem aber auch dem Barometerstand. Von der umgebenden Luft, die wärmer ist, erhält die Kugel des nassen Thermometers stets Wärme zugeführt und zwar um so mehr, je grösser der Temperaturunterschied $(t - t')$ gegen die Lufttemperatur t (Angabe des trockenen Thermometers) wird. Wenn der Stand des nassen Thermometers konstant geworden ist, muss die zugeführte Wärme der durch die Verdampfung entzogenen Wärme gleich sein, so dass wir, wenn c und c′ gewisse Konstante bedeuten, die Gleichung haben:

$$c\,\frac{E - e}{b} = c'(t - t'), \quad \text{somit } e = E - A\,b(t - t')$$

Das ist die sog. Psychrometerformel in ihrer einfachsten Form. Es handelt sich jetzt nur darum, die Konstante A durch gleichzeitige Beobachtungen der Psychrometerdifferenz und Bestimmung des Dampfdruckes durch ein Taupunkthygrometer oder durch das Absorptionsverfahren zu ermitteln. Um A genau zu

[1]) Man s. die interessanten Mitteilungen von H. Hartl: Ein altes, aber nicht gewürdigtes Hygrometer. Met. Z. B. XXXIII. 1898. S. 152.

[2]) Schwackhöfer, Ein neues Hygrometer etc. Zeitschrift f. Met. XIII. 1878. S. 242 u. 249. Edelmann, Ein neues Hygrometer. Ebenda XIV. S. 54.

erhalten, wird man bei sehr verschiedenen Temperaturen und verschiedenen Trockenheitsgraden solche vergleichende Messungen anstellen müssen. Nach dem, was früher über den Einfluss der Luftbewegung auf die Verdunstungsmenge gesagt worden ist, wird man von vornherein darauf gefasst sein müssen, dass die Konstante A auch von der Ventilation des Psychrometers abhängt, also ein bestimmtes A im allgemeinen eine gewisse konstante Ventilation (Windgeschwindigkeit) voraussetzt. In der That fand schon Regnault (bei dem mittleren Barometerstand in Paris) die Konstante A in einem kleinen geschlossenen Zimmer gleich 0·00128, im Freien im Schatten (also bei stärkerer Ventilation) gleich 0·0008, weil die Verdampfung hier rascher erfolgte.[1]) Man sucht deshalb dem Psychrometer durch einen Ventilationsapparat eine konstante Luftmenge zuzuführen. Für die konstant ventilierten Psychrometer, auch für die sog. Schleuderpsychrometer (Geschwindigkeit des Luftstromes 2 m und darüber), ist die Konstante A etwa $= 0{\cdot}00067$ bei mittlerem Luftdruck (750 mm), andernfalls ist $A\,(750 : b)$ zu nehmen.

Sprung setzt für das Aspirations- und Schleuderpsychrometer $A = 0{\cdot}5\,(t - t') : b$, also für $b = 755$, $A = 0{\cdot}00066$, mit Ferrels Konstante genau übereinstimmend.[2])

Aron Svensson findet die Formel:

$$e = E(0{\cdot}974 + 0{\cdot}000442\,t') - 0{\cdot}000596\,(t - t')\,b.$$

Für $t' < 0$ ist der Wert von E für Eisdampf und statt 596 zu setzen 526. Diese Formel entspricht den Beobachtungen an Sondéns Hygrometer sehr gut. Auch nach Süring ist sie am besten bei grossen Trockenheiten der Luft. Marvins Formel für das Schleuderthermometer hat die Form: $e = E - 0{\cdot}00036\ (t - t')\ (1 + 0{\cdot}00065\,t')\,b$.

Das Psychrometer ist das bequemste Instrument für regelmässige und häufige Bestimmungen der Luftfeuchtigkeit. Es hat aber manch grosse unleugbare Mängel. Erstlich ist die Theorie desselben durchaus nicht so einfach, wie wir sie oben dargestellt haben, und bedarf überhaupt noch eines Ausbaues. Es ist eine kompliziertere Formel nötig, um die Feuchtigkeitsbestimmungen aus der Psychrometerdifferenz mit den Angaben der absoluten Hygrometer stets in Übereinstimmung zu bringen. Einer grossen Schwierigkeit begegnet die Anwendung des Psychrometers bei Temperaturen unter Null, wenn das feuchte Thermometer mit Eis überzogen ist. Die Eishülle muss stets ganz dünn erhalten werden und darf doch nie fehlen. Beim Gefrieren und Auftauen finden Wärmebindungen oder Wärmezufuhren statt, wobei die Psychrometerdifferenz nicht mehr bloss von der Verdampfungsmenge abhängig ist, also auch nicht mehr bloss von dem Dampfdruck der Luft. Das feuchte Thermometer kann dann sogar gelegentlich höher stehen, als das trockene. Auf einen anderen Grund für diese letztere Anomalie hat Eckholm aufmerksam gemacht.[3])

Ein grosser Übelstand ist ferner, dass die sog. Konstante mit der Windgeschwindigkeit (Stärke der Ventilation) sich ändert. Endlich ist zu bemerken, dass die beiden Thermometer sehr genau mit einander übereinstimmen müssen, sonst giebt es bei niedrigeren Temperaturen erhebliche Fehler. Leider ist ein Ersatz für das Psychrometer noch nicht gefunden worden.

Die Litteratur über das Psychrometer und dessen Behandlung ist schon sehr angewachsen. Die Titel einiger der wichtigsten Abhandlungen folgen später.

5. **Haarhygrometer und andere Hygrometer.** Dieselben beruhen auf der Eigenschaft vieler organischer Stoffe, je nach dem Sättigungsgrade der Luft mit Wasserdampf mehr oder weniger Wasser hygroskopisch aus der Luft aufzunehmen und dadurch ihr Volum zu verändern.

Saussures Haarhygrometer (1783, Essais sur hygrométrie. Deutsch in Ost-

[1]) Nach Kaminsky giebt die gewöhnliche Regnaultsche Formel, nach welcher die Psychrometertafeln (z. B. jene von Wild, Jelineck) berechnet sind, bei einer Luftbewegung unter 0.9 m pro Sekunde zu hohe, bei stärkerer aber etwas zu niedrige Werte. Der Fehler kann bei grösserer Trockenheit 1.5 mm Dampfdruck und 7 Proz. rel. Feuchtigkeit erreichen.

[2]) Met. Z. 1896. S. 275. Den Engländern ist Apjohns Formel geläufiger: $e = E - \frac{t - t'}{88} \cdot \frac{b}{30}$ für englische Zoll und Fahrenheit-Grade. Trans. R. Irish Acad. Nov. 1834.

[3]) Met. Z. 1894. S. 97. S. auch Nippoldt, ebenda S. 333. Nippoldt erklärt sie als Einfluss der Strahlung der Umgebung, die das feuchte Thermometer stärker absorbiert.

walds Klassiker der exakten Wissenschaften Nr 115 Leipzig 1900), das sich in anderer Form als gebrauchlichstes Hygrometer erhalten hat, beruht darauf, dass Menschenhaare sich um so mehr ausdehnen, je feuchter die Luft wird Das sorgfältig entfettete Haar wird gespannt und um eine Achse geschlungen, ein Zeiger folgt der Ausdehnung und Verkurzung desselben und zeigt auf diese Weise die Anderung der Feuchtigkeit an. Das Haarhygrometer (sowie alle auf Hygroskopie beruhenden Hygrometer) giebt zunachst die relative Feuchtigkeit, den Grad der Sättigung der Luft mit Wasserdampf, an Da sich jedes Haar etwas anders verhält, muss die Skala fur jedes Instrument individuell geteilt werden. In gesattigt feuchter Luft soll das Hygrometer 100 zeigen, in ganz trockener Luft (uber konzentrierter Schwefelsaure) auf Null weisen.

Die Hygrometer leisten gute Dienste zur bequemen Bestimmung der Feuchtigkeit in geschlossenen Räumen und fur die meteorologischen Stationen hoherer Breiten im Winter, wo das Psychrometer oft unsicher wird Es ist sehr zu empfehlen, im Winter neben dem Psychrometer ein Koppesches oder Lambrechtsches Haarhygrometer zu verwenden Es mussen dieselben aber haufig kontrolliert werden, da leicht Standanderungen oder Storungen in der Funktion eintreten [1]) Auch zur Registrierung der Feuchtigkeit bedient man sich am besten der Haarhygrometer (z B von Richard)

Pernter empfiehlt geradezu das Haarhygrometer an Stelle des Psychrometers an den Stationen zweiter Ordnung einzufuhren

6 Zur Bestimmung des Feuchtigkeitsgehaltes der Atmosphare uberhaupt sind auch schon oft spektroskopische Methoden in Vorschlag gebracht worden, die darauf beruhen, dass der Wasserdampfgehalt der Atmosphare gewisse Absorptionsstreifen im Sonnenspektrum erzeugt (Regenband).

Einige Litteraturnachweise zur Hygrometrie

Entwickelung der Hygrometrie

E E Schmid, Lehrbuch der Meteorologie S. 601—617 — Symons, Contribution to the History of Hygrometers Quart Journal R Met Soc VII July 1881 |

1 Chemische Methode

Brunner, Pogg Annalen B. XX S 274 — Regnault, Ann de Physique et de Chemie 3 Ser T XV 1845 pag 129 Siehe Met Z VII 1872 S 33 — Haldane u Pembrey, Phil Mag V S Vol XXIX. S 306. Met Z 1890 Litteraturbericht S 61

2 Kondensations-Hygrometer

Daniell (1820) s Schmidt, S 606 — Regnault l c — Alluard, Met Z 1878 S 16 — Dines, Quart Journ R. Met Soc Vol VI 1880 S 39 — Crova, Met Z XIX 1884 S 45 — Nippold, Met Z 1894 S 157

3 Volumhygrometer

Schwackhofer, Met Z B XIII 1878 S 241 — Edelmann, B. XIV S 54 — Sworykin, Wild, Rep f. Met VII Nr 8 S 6 — Sondén, Met Z XXVII 1892 S 81 — Shaw uber 1—3 Report on hygrometric Methods Phil Trans Vol 179 1888 Met Z 1888 Litteraturbericht S 103

4 Psychrometer:

August, Pogg Ann B 5 S 69

Regnault, Comptes rendus April 1845 Annales de Chem et Physique 3. S T XXXVII pag 262 Pogg Annalen B 88 1852 S 420

Sworykin, Bestimmung der Luftfeuchtigkeit Wild, Rep f Met VII Nr 8 1881

Maxwell u Stefan, Theorie des Psychrometers Met Z B XVI 1881 S 177

Pernter, Psychrometerstudie Sitzungsberichte der Wiener Akad B LXXXVII April 1883

Ferrel, Annual Rep Sign. Serv 1886 Vol IV. App 24 S 233 Met Z 1888 Litteraturbericht S. 62

A. Angot, Études sur le Psychromêtre Annales du Bureau Central 1888 T I Nouvelles tables psychromètriques

Grossman, Beitrag zur Geschichte und Theorie des Psychrometers Met Z B XXIV 1889 S 121 etc B XXVII 1892 S. 421 etc

---

[1]) Hat ein Haarhygrometer seine im Herbst und im Frühling nach dem Psychrometer bestimmte Standkorrektion nicht geändert, so darf man annehmen, dass es die relative Feuchtigkeit im Winter bis auf ± 2 Proz. sicher angezeigt hat, die Monatsmittel sind auf ± 1 Proz richtig Das hat schon Galle (Breslau) gefunden. Das Haarhygrometer soll alle funf Jahre mindestens einer totalen Reparatur unterzogen werden Siehe Bergmann, Rep f Met B. IX Nr 3 Kaminsky, Rep f Met II Supplementband, Einleitung

Haldane u. Pembrey, Phil. Mag. Ser. V. B. 35. 1893. S. 525. Met. Z. 1893. S. 434.
Nippold, Beiträge zur Theorie des Ventilations-Psychrometers. Met. Z. 1894. S. 321.
Eckholm, Das Psychrometer unter dem Gefrierpunkt. Met. Z. 1894. S. 90 etc., ferner S. 388 u. 466.
A. Svensson, Experimentelle Untersuchung des Assmannschen Psychrometers. Met. Z. XXXI. 1896. S. 201.
O. Edelmann, Psychrometrische Studien und Beiträge. Met. Z. XXXI. 1896. S. 324 etc.
Aron Svensson, Zur Kenntnis des ventilierten Psychrometers. Akad. Abh. Stockholm 1898.

Einen vollständigeren Nachweis über die Litteratur des Psychrometers giebt Pernter in dem Bericht über die Versammlung des internationalen Komiteés zu Petersburg 1899. — L'employ du Psychrometer aux stations du second ordre.

5. Haarhygrometer:

B. Sresnewsky, Theorie des Haarhygrometers. Russ. Met. Z. 1895. Siehe Met. Z. 1896. S. 145.
Bergmann, Verwendbarkeit des Haarhygrometers. Wilds Rep. f. Met. B. IX. Nr. 3. 1885.
Koppe, Met. Z. XIII. 1878. S. 49.

6. Anwendung des Spektroskops:

Th. Arendt, Bestimmung des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre mittelst des Spektroskops. Met. Z. B. XXXI. 1896. S. 376. Wied. Annalen. Neue Folge. B. 58. S. 171.
Jewell, Met. Z. B. XXXII. 1897. Litteraturbericht S. 22. Siehe auch Science. Vol. III. pag. 491. Oct. 1883.

Über die Genauigkeit der Feuchtigkeitsbestimmungen mit dem Psychrometer und Haarhygrometer und über den Einfluss der Ventilation und Aufstellung auf dieselbe sehe man: Wild, Feuchtigkeit in Russland. Rep. f. Met. IV. Nr. 7. 1875, u. Kaminsky, Feuchtigkeit in Russland. Rep. f. Met. II. Suppl.-Band. 1894. Einleitung.

Formeln für die Berechnung des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre.

1. Abhängigkeit der maximalen Dampfspannung E von der Temperatur. a) Formel von Magnus (Pogg. Ann. B. 41. S. 247. — Holtzmann hat eine ganz ähnliche gefunden: Pogg. Ann. Ergänzungsb. II. S. 183):

$$E = 4{\cdot}53 \times 10^{\frac{7.45\,t}{234.7 + t}}$$

Weihrauch hat dieselbe auf eine einfachere Form gebracht, aber die Konstanten werden dadurch so grosse Zahlen, dass man am besten nur deren (Briggsche) Logarithmen mitteilt, die ja ohnehin nötig sind (T die absolute Temperatur, also $273 + t$):

$$E = ab^{-\frac{1}{T}}, \quad \log a = 9{\cdot}11602, \quad \log(\log b) = 3{\cdot}36319.$$

Diese einfach gebaute Formel giebt die Spannkräfte zwischen $t = -20^0$ $(T = 253)$ und $t = 35^0\,(T = 308)$ mit vollkommen zureichender Genauigkeit. (Studien zur Mittelbildung der relativen Feuchtigkeit. Bull. Moskau. 1884.)

2. Gewicht des Wasserdampfes in der Volumeinheit (Kubikmeter) feuchter Luft in Grammen. Ein Kubikmeter trockene Luft wiegt bei dem Barometerstande b und der Temperatur t:

$$s' = \frac{1293}{1 + \alpha t}(b : 760).$$

Ein Kubikmeter Wasserdampf bei der Spannkraft e wiegt demnach, da sein spezifisches Gewicht gegen Luft bloss 0·623:

$$\text{Absolute Feuchtigkeit} = \frac{0{\cdot}623\,(1293)}{1 + \alpha t} \cdot (e : 760) \text{ in Gramm} = \frac{1{\cdot}060}{(1 + \alpha t)} \cdot e.$$

Das Gewicht des Wasserdampfes im Kubikmeter ist also nur wenig verschieden von dem Dampfdrucke e, es ist demselben gleich für $(1 + \alpha t) = 1{\cdot}060$, d. i. für $t = 16{\cdot}4^0$, bei niedrigeren Temperaturen ist das Gewicht des Wasserdampfes grösser, bei höheren kleiner als die Spannkraft.

3. **Spezifische Feuchtigkeit,** Dampfmenge im Kilogramm feuchter Luft. Dieselbe ist $0.623\,e : (b - 0.377\,e)$.

Das Gewicht eines Kubikmeters feuchter Luft setzt sich zusammen aus dem Gewicht der trockenen Luft (Druck $= b - e$) in demselben, d. i. aus $\frac{s_0}{1+\alpha t} \cdot \frac{b-e}{760}$ und dem des Wasserdampfes, also: $\frac{0.623 \cdot s_0}{1+\alpha t} \cdot \frac{e}{760}$. Die Summe dieser beiden Gewichte ist nach einfachen Kürzungen

$$\text{Gewicht eines Kubikmeters feuchter Luft} = \frac{s_0}{1+\alpha t} \cdot \frac{(b - 0.377\,e)}{760}.$$

Das Volum der Gewichtseinheit (des Kilogramm) feuchter Luft ist der reciproke Wert dieses Ausdruckes, also

$$\frac{1+\alpha t}{s_0} \cdot \frac{760}{(b - 0.377\,e)}.$$

Wollen wir wissen, wie viel Wasserdampf in diesem Volum feuchter Luft enthalten ist, so müssen wir diesen letzten Ausdruck mit dem Gewicht des Wasserdampfes im Kubikmeter multiplizieren:

$$0.623 \cdot \frac{s_0}{1+\alpha t} \cdot \frac{e}{760} \times \frac{1+\alpha t}{s_0} \cdot \frac{760}{(b - 0.377\,e)} = 0.623 \cdot \frac{e}{(b - 0.377\,e)}.$$

Dies ist also das Gewicht des Wasserdampfes in einem Kilogramm feuchter Luft. Da e klein ist gegen b, so kann man auch für atmosphärische Verhältnisse meist unbedenklich setzen[1]: $0.623\,(e : b)$.

4. **Das Verhältnis zwischen dem Gewicht des Wasserdampfes und dem Gewicht trockener Luft** im gleichen Volum oder gleichem Gewicht feuchter Luft erhält man unmittelbar aus den früher aufgestellten Gleichungen:

$$\text{Gewicht des Wasserdampfes im Kubikmeter feuchter Luft: } 0.623 \cdot \frac{s_0}{1+\alpha t} \cdot \frac{e}{760}$$

$$\text{Gewicht der trockenen Luft in demselben: } \frac{s_0}{1+\alpha t} \cdot \frac{b-e}{760}$$

Die Division giebt $0.623 \cdot \frac{e}{b-e}$.

Das ist das Verhältnis des Dampfgewichtes zum Luftgewichte, welches Jamin „richesse hygrométrique" genannt hat, und natürlich von der spezifischen Feuchtigkeit kaum verschieden ist.

III. Die vertikale und horizontale Verteilung des Wasserdampfgehaltes.

A. Die Abnahme des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre mit der Seehöhe. Das schon in der Einleitung benutzte Daltonsche Gesetz und die aus demselben abgeleitete Konsequenz, dass die gasigen Bestandteile der Atmosphäre unter ihrem eigenen Drucke stehen, man also von einer Stickstoff- und Sauerstoffatmosphäre sprechen und deren Partialdrucke aus den spezifischen Gewichten dieser Gase berechnen dürfe, hat auch dazu geführt, eine selbständige Wasserdampfatmosphäre der Erde anzunehmen. Wenn der Druck des Wasserdampfes an der Erdoberfläche von der Dampfmenge abhängt, welche sich in der Vertikalen über einem Orte befindet, so giebt uns der Dampfdruck auch das Gewicht der gesamten Dampfmenge über uns an, und dasselbe wäre gleich $e \times 13.6$ kg (13.6 spez. Gewicht des Quecksilbers) auf dem Quadratmeter, wenn e den herrschenden Dampfdruck in

---

[1]) $0.623 \frac{e}{(b - 0.377\,e)} = 0.623 \frac{e}{b\left(1 - 0.377\frac{e}{b}\right)} = 0.623 \frac{e}{b} + 0.235 \left(\frac{e}{b}\right)^2$.

Das zweite Glied erreicht ($b = 760$ mm gesetzt) bei gesättigter Luft im Maximum: bei 15° 0.07, bei 20° 0.12, bei 25° 0.22, bei 30° 0.40 g als Korrektion. Zur Berechnung des Gewichtes des Wasserdampfes im Kilogramm feuchter Luft ist der letzte Ausdruck bequemer als der erste.

Millimeter (gemessen durch den Druck einer Quecksilbersäule) bezeichnet. Da 1 Liter (Kilogramm) Wasser 1 mm Wasserhöhe pro Quadratmeter giebt, so würde diese Dampfmenge kondensiert eine Regenhöhe von $e \times 13{\cdot}6$ mm liefern.

Um den Druck der „trockenen Luft“ zu erhalten, dürften wir dann nur den Dampfdruck vom Barometerstand abziehen. Die Ansicht, dass in der That eine eigene Dampfatmosphäre anzunehmen sei, hat mit allen ihren Konsequenzen in dem berühmten Meteorologen H. W. Dove einen eifrigen Vertreter gefunden, und dadurch lange Zeit die meteorologischen Theorien beherrscht, namentlich die deutsche Meteorologie. Schmid hat in seinem Lehrbuch (1860) ein eigenes Kapitel „Druck der trockenen Luft“ (S. 886/95) als einer feststehenden Thatsache, ohne irgend einen Hinweis auf erhobene oder mögliche Einwände gegen dieselbe. Doch hatten schon damals Espy in Nordamerika, Broun in England, Jelinek in Prag Bedenken dagegen erhoben, dass dem beobachteten Dampfdruck mehr als eine lokale Giltigkeit zugeschrieben werde, indem sie auf geringe Entfernungen hin grosse Differenzen im beobachteten Dampfdrucke fanden. Den bedeutendsten Gegner (auf dem Kontinent) fand die Theorie einer selbständigen Wasserdampfatmosphäre in Lamont. Derselbe wies darauf hin, dass das Daltonsche Gesetz vollkommen giltig sein, und doch keine Anwendung auf den atmosphärischen Wasserdampf finden könne. Jelinek und Kämtz nahmen an, dass der gebildete Wasserdampf nur allmählich sich verbreite, und Lamont zeigte, dass, wo Wasserdampf sich bildet, er die Luft mehr oder weniger verdrängt und dass dampfgesättigte oder feuchte Luft längere Zeit neben trockener im Gleichgewicht bleiben könne.[1])

In England hat R. Strachey überzeugend nachgewiesen, dass die Annahme einer selbständigen Dampfatmosphäre mit den Beobachtungsergebnissen vollkommen in Widerspruch stehe, und dass der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre in einem viel rascheren Verhältnis mit der Höhe abnimmt, als dies in einer selbständigen Wasserdampfatmosphäre der Fall sein müsste, und dass die thatsächliche Wärmeabnahme mit der Höhe in der Atmosphäre die von der Theorie geforderten Dampfdrucke in grossen Höhen überhaupt gar nicht zulasse.[2])

Wir wollen den von Strachey gelieferten Nachweis der Unverträglichkeit einer selbständigen Dampfatmosphäre mit den Beobachtungen hier in etwas anderer Weise wiedergeben und uns dabei auch auf die neueren Beobachtungsergebnisse stützen. Zugleich werden wir versuchen, ob sich nicht doch ein empirisches Gesetz der Abnahme des Wasserdampfgehaltes mit der Höhe aufstellen lasse, welches den Beobachtungen mit genügender Schärfe entspricht.[3])

---

1) Lamont, Abhandlungen d. k. Akademie d. Wissenschaften in München. B. VIII. 1857. I. Abteilung. S. 196. — Die Daltonsche Dampftheorie. Pogg. Ann. CXVIII. 1862. S. 168, und Kämtz, Rep. f. Met. II. S. 336. Met. Z. III. 1868. S. 369. Man beachte auch besonders die Abhandlung von H. H. Hildebrandsson, Zur Frage über das Verhalten des Wasserdampfes in der Atmosphäre. Zeitschrift f. Met. B. X. 1875. S. 17, mit interessanter historischer Einleitung. Der Verfasser unterscheidet bei der Einführung von Wasserdampf in die Atmosphäre (es kommt wohl nur Verdunstung am Boden wesentlich in Betracht) zwei Vorgänge: 1. einen mechanischen. Der Wasserdampf drückt zuerst die schon vorhandenen Gase bei Seite, bis der Druck ausgeglichen. 2. Einen molekularen. Der Wasserdampf diffundiert allmählich in das schon vorhandene Gasgemenge. Man sehe auch die darauf folgende Abhandlung: Hann, Das Daltonsche Gesetz und die Zusammensetzung der Luft in grossen Höhen. Ebenda S. 23, wo auch die Arbeit von Stefan, soweit sie auf den Gegenstand Bezug hat, angezogen wird.

2) Richard Strachey, On the Distribution of Aqueous Vapour in the upper parts of the Atmosphere. Proc. R. Society. March 1861.

3) Siehe Hann, Die Abnahme des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre mit zunehmender Höhe. Met. Z. B. IX. 1874. S. 193. — Ferner: Tafeln zur Berechnung des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre. Met. Z. B. XIX. 1884. S. 228 etc., ferner B. XXIX. 1894. S. 194 etc.

Wenn der Wasserdampf in der Atmosphäre das Daltonsche Gesetz befolgen würde, so könnte man nach der Formel, die wir schon in der Einleitung S 9 mitgeteilt haben, aus dem an der Erdoberfläche beobachteten Dampfdruck auch den Dampfdruck in jeder gegebenen Höhe berechnen Wir brauchten nur statt der Konstanten, die für die atmosphärische Luft gilt, die für den Wasserdampf giltige einzusetzen, welche sich aus dem spezifischen Gewicht desselben ($^5/_8$ von dem der trockenen Luft) ergiebt, demselben verkehrt proportional ist [1]) Die derart berechneten Dampfdrucke in verschiedenen Höhen kann man dann mit den beobachteten vergleichen, und zusehen, wie weit sie von letzteren abweichen. Um die beobachteten Dampfdrucke mit den berechneten bequem vergleichen zu können, folgen wir dem Vorgange von Strachey und setzen den Dampfdruck an der Erdoberfläche stets gleich 1, drücken also die in der Höhe beobachteten Dampfdrucke in Bruchteilen des gleichzeitig an der Erdoberfläche beobachteten Dampfdruckes aus So ist z B der mittlere Dampfdruck auf dem Säntisgipfel (2467 m) 3·3 mm, unten (Zürich, Altstätten) in 464 m 6 85 mm, also Verhältnis 0·48 für 2000 m Höhendifferenz Zu Newara Eliya auf Ceylon in 1892 m ist der Dampfdruck 11·04, unten am Meeresniveau 21·7 mm, Verhältnis 0 51 Auf diese Weise ist es möglich die relativen Dampfdrucke in gleicher Seehöhe aus den verschiedensten Klimaten auf Mittelwerte zu bringen Dieser Vorgang setzt allerdings voraus, dass der Dampfdruck in einer geometrischen Progression mit der Höhe abnimmt, das müsste aber auch der Fall sein, wenn eine selbständige Wasserdampfatmosphäre existieren würde [2])

Die Beobachtungen auf Bergen ergeben die folgenden Werte der Abnahme des Dampfdruckes mit der Höhe, welche mit jenen, die aus der Annahme einer selbständigen Dampfatmosphäre sich berechnen lassen, verglichen werden mögen.

Abnahme des Dampfdruckes mit der Höhe

Höhe in Tausenden von engl Fuss

Höhe	1	2	4	6	8	10	12	14	16
e beobachtet	(·85)	80	·64	·51	40	32	28	·21	·18
e berechnet [3])	·98	·95	91	·87	·83	·79	76	72	·68

Man sieht aus dieser Vergleichung, dass der Dampfdruck viel rascher mit der Höhe abnimmt, als dies in einer selbständigen Dampfatmosphäre der Fall sein würde, schon in 2000 Fuss (650 m) ist der Unterschied $^1/_6$ des Betrages und in 20000 engl Fuss (6500 m) ist der beobachtete Dampfdruck nur mehr $^1/_5$ des berechneten. In 6000 engl Fuss (1950 m) ist die wirklich in der Atmosphäre vorhandene Dampfmenge nur mehr die Hälfte von jener am Meeresniveau, statt dass sie noch nahezu 90 Proz betragen sollte

Wir haben früher ermittelt, dass am Äquator die Isotherme von 0° bei 5100 m Seehöhe liegt, d i bei ca. 16000 engl. Fuss. Nach der Theorie müsste daselbst der

[1]) Wir fanden für trockene Luft als Höhe der homogenen Atmosphäre 7991 m, für Wasserdampf würde dieselbe im Verhältnis des geringeren spezifischen Gewichtes grösser, also 7991 × 8/5 = 12 800 m sein, die Konstante zur Rechnung mit gewöhnlichen Logarithmen, ist also 29 440 m (d. i die gewöhnliche Barometerkonstante 18 400 × 8/5) Es gilt demnach die Formel. $\log b = \log B - (h\ \ 29440)$ für die Druckabnahme in einer Wasserdampfatmosphäre

[2]) Man vergleiche meine Resultate in Met. Z 1894 S 196 u 197 Die Ergebnisse der Ballonfahrten von Welsh und Glaisher sind hier weggelassen worden, da die neueren Beobachtungen auf Ballonfahrten ergeben haben, dass, ebenso wie die von älteren Forschern erhaltenen Temperaturangaben, auch die berechneten Dampfdruckwerte zu hoch sind — Man vergleiche Assmann und Berson, Wissenschaftliche Luftfahrten B III S 158

[3]) Für englische Fuss nach der Formel $\log e_h = \log e_o - (h\ \ 96600)$

Dampfdruck noch gleich 21 mm $\times$ 0·68 = 14·3 mm sein, aber bei 0° kann der Dampfdruck 4·6 mm nicht überschreiten. Die thatsächliche Wärmeabnahme mit der Höhe gestattet deshalb gar nicht die Existenz einer selbständigen Dampfatmosphäre.

In der freien Atmosphäre erfolgt die Abnahme des Dampfdruckes mit der Höhe noch rascher als auf den Gebirgen der Erdoberfläche, wie die neueren wissenschaftlichen Luftschiffahrten ergeben haben. Da die höheren Luftschichten ihre Bereicherung mit Wasserdampf von der Erdoberfläche her erhalten, so erscheint dieses Ergebnis ganz natürlich. R. Süring hat die bezüglichen Ergebnisse der deutschen Ballonfahrten in sehr übersichtlicher Form zusammergestellt [1]) und es mögen hier die Zahlen für die Abnahme des Dampfdruckes im Gebirge vergleichend daneben gestellt werden, so weit selbe reichen.

Abnahme des Dampfdruckes mit der Höhe (nach Kilometern).

A. in der freien Atmosphäre, B. in Gebirgen.

Höhe	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5	5	6	7	8
A	.83	.68	.51	.41	.34	.26	.20	.17	.14	.11	.054	.028	.013
B	.83	.70	.58	.48	.40	.34	.28	.23	.19	.16	—	—	—

In einer Höhe von 3 km (Sonnblickhöhe) enthält die freie Atmosphäre durchschnittlich nur mehr $^1/_4$ des Dampfgehaltes im Meeresniveau (im Gebirge noch $^1/_3$), in 5 km Höhe wenig über $^1/_{10}$, und darüber hinaus wird die Luft äusserst dampfarm. Da die Ballonbeobachtungen für 8 km Seehöhe eine mittlere Temperatur von ca. — 38° (über Berlin und Paris) ergeben haben, so kann in dieser Höhe die Luft im Maximum nur mehr einen Dampfdruck von 0·15 mm, bei der relativen Trockenheit dieser Höhen wohl kaum 0·07 mm enthalten, was ca. 1 Proz. des Dampfdruckes an der Erdoberfläche sein würde. Damit stimmen in der That die obigen Beobachtungsergebnisse.

Infolge der (durch die Temperaturabnahme bedingten) rascheren Abnahme des Wasserdampfgehaltes der Atsmosphäre mit der Höhe bilden selbst nicht sehr hohe Gebirge sehr einflussreiche Scheidewände für die Hydrometeore. Ein Gebirgszug von 2 km Kammhöhe lässt kaum mehr die Hälfte des Wasserdampfgehaltes der Luft passieren, die andere Hälfte muss beim Aufsteigen des Luftstromes kondensiert werden.

Empirische Formel für die Abnahme des Wasserdampfgehaltes mit der Höhe. Bei Vergleichen der relativen Abnahme des Dampfdruckes ($e_h : e_0$) mit der Höhe fällt sogleich auf, dass diese Relativzahlen für gleiche Höhen in allen Klimaten fast völlig übereinstimmen, also von der Grösse der Dampfspannung an der Erdoberfläche unabhängig sind. In der Schweiz wie auf Ceylon ist der relative Dampfdruck in ca. 2000 m (relativ) 50 Proz. des Druckes im unteren Niveau, obgleich der letztere in der Schweiz rund nur 7 mm, in Ceylon 22 mm ist; der mittlere Dampfdruck ist im Winter auf dem Sonnblickgipfel 1·5 mm, d. i. 37 Proz. von jenem am Meeresniveau, auf Java in gleicher Höhe 7·2 mm, d. i. 36 Proz., während die Dampfdrucke unten resp. 4 und 20 mm sind. Daraus folgt, dass der Dampfdruck in der Atmosphäre nicht in einer arithmetischen, sondern in einer geometrischen Progression mit der Höhe abnimmt; nicht die Differenzen, sondern die Quotienten des Dampfdruckes gleicher Höhenunterschiede sind gleich oder konstant, und zwar, wie sich im Gebirge wenigstens bei näherer Untersuchung ergiebt,

[1]) Reinhard Süring, Die Verteilung des Wasserdampfes. Wissenschaftliche Luftfahrten. B. III. Braunschweig 1900. S. 157 etc. — Die Kolumne B von mir berechnet nach der empirischen Formel: $\log e_h = \log e_0 - (h : 6340)$. S. später.

sehr nahe gleich fur alle Hohen Diese nahezu konstanten Quotienten setzen uns sogleich in Stand, eine empirische Formel fur die Abnahme des Dampfdruckes mit der Hohe aufzustellen Diese Formel fur die Abnahme des Dampfdruckes mit der Höhe in Gebirgen lautet[1])

$$\log e_h = \log e_0 - \frac{h}{6300}, \quad \text{oder} \quad e_h = e_0\, 10^{-\frac{h}{6300}}$$

Fur metrisches Mass (fur engl Fuss ist die Konstante 20700 Fuss), e_h bezeichnet den Dampfdruck in der Hohe h, also im oberen, e_0 im unteren Niveau

Da fur die Abnahme des Luftdruckes mit der Hohe die Gleichung

$$b_h = b_0\, 10^{-\frac{h}{18100}}$$

gilt, so ergiebt sich mit vollig zureichender Genauigkeit auch die Relation

$$(e_h \; e_0) = (b_h \; b_0)^3$$

die zuweilen von Nutzen sein kann[2])

Wahrend die oben abgeleitete empirische Formel die Ergebnisse der Dampfdruckbeobachtungen auf Bergen vollkommen genau wiedergiebt, liefert sie fur die grosseren Hohen der Atmosphare erheblich zu grosse Werte des Dampfdruckes Die Beobachtungen im Ballon lassen sich aber auch nicht durch eine einzige kleinere Konstante in der Formel wiedergeben Es ist aber Süring gegluckt, der letzteren eine sehr einfache und praktische Form zu geben Süring findet, dass die Formel

$$e_h = e_0\, 10^{-\frac{h}{6} - \frac{h^2}{120}} = e_0\, 10^{-\frac{h}{6}\left(1 + \frac{h}{20}\right)},$$

h in Kilometern, die im Ballon beobachteten Dampfdrucke (unter mittleren Vernissen) sehr gut wiedergiebt Diese Formel kann in der That als der vollkommen entsprechende Ausdruck der Dampfdruckanderung mit der Hohe in der freien Atmosphare angesehen werden[3])

---

[1]) S Met Z 1894 S 196 Mittelwort der daselbst berechneten Konstanten 6350 ca

[2]) Man uberzeugt sich leicht, dass die Quotienten aus den obigen Relativzahlen (S 222) für gleiche Höhenintervalle, oder die Differenzen der Logarithmen derselben, nahezu gleich und konstant sind, wie es einer geometrische Progression entspricht Die mittlere Differenz der Logarithmen zweier aufeinander folgender Werte von e i gleichen Hohenintervallen von je 2000 engl Fuss ist 0 0925, somit folgt aus $\log e_0 - \log e_h = h \; C = 0\,092$ $C = h \; 0\,0925 = 21600$ engl Fuss $= 6580$ m Zieht man aber alle Hohenintervalle (auch die oben nicht angeführten) in Rechnung, so kommt $C = 6350$ In meiner ersten Abhandlung (Zeitschrift f Met B IX. 187 S 198) habe ich 6500 gefunden, welche Zahl auch ohne Gefährdung der erreichbaren Genauigkeit der dam berechneten Werte von $e_h \; e_0$ beibehalten werden kann, da sie sich schon eingebürgert und zur Berechnun von Tafelwerten Verwendung gefunden hat

[3]) Die Ballonbeobachtungen ergeben fur Hohen bis $4^1/_2$ km in guter Übereinstimmung die Konstant 5250 m, von $4^1/_2$—8 km aber im Mittel 3550 m (als allgemeines Mittel findet man 4150 m) Zwischen $4^1/_2$ ur 5 km wird die Konstante plotzlich kleiner, es ist dies die gleiche Hohenstufe, in der die Temperaturabnahn sich rasch vergrossert Die Anwendung der gleichen Konstante giebt deshalb keine befriedigende Übereinstimmun zwischen Beobachtung und Rechnung

Die Formel von Süring lasst die Werte $e_h \; e_0$ bequemer und leichter berechnen, als es den Ansche hat Z B $h = 3$ km giebt den Exponenten $-{}^1/_2\left(\frac{23}{20}\right) = -0\,575$, zieht man diese Zahl von 0 ab, so erhalt ma den Logarithmus von $e_h \; e_0$, in unserem Falle $\overline{9\,425}$, zu welchem Logarithmus die Zahl 0 266 oder 26 6 Proz g hort, die Beobachtungen ergaben 26 4 Oder $h = 6$ km, Exponent $-\frac{26}{20} = -1\,30$, $\log\left(\frac{e_h}{e_0}\right)$ also $\overline{8\,70}$, Zahl 0 0

Die amerikanischen Registrierungen der Feuchtigkeit bis zu Höhen von 7000 engl Fuss mittelst Drach liefern die Konstante 5400 m, in guter Übereinstimmung mit den Ballonbeobachtungen fur das gleiche Hohe intervall

Schätzung der in der Atmosphäre bis zu einer gewissen Höhe, oder bis zu deren Grenze enthaltenen Wasserdampfmenge. Die oben aufgestellten empirischen Formeln gestatten diese Aufgabe zu lösen, erstere bis zu Höhen von ca. 4 km im Gebirge mit vollkommen zureichender Genauigkeit, letztere wegen der Änderung der Konstanten mit der Höhe nur ganz näherungsweise. Da aber oberhalb 5 km der Dampfgehalt der Atmosphäre fast keinen Einfluss mehr auf das Resultat hat, kann man eine mittlere Konstante für das Höhenintervall 0—5 km einführen.

Wir setzen künftig zum Zwecke solcher Summierungen:

Für die Dampfdruckabnahme im Gebirge $C = 6{\cdot}5$ km (wie früher)
Für die Dampfdruckabnahme in der freien Atmosphäre $C = 5{\cdot}0$ km

Für mittlere Verhältnisse (und nur für solche darf man überhaupt die obigen Formeln anwenden) können wir zur Schätzung des Wasserdampfgehaltes ganzer Luftschichten von der Höhe einer homogenen Dampfatmosphäre wie beim Luftdruck ausgehen, indem wir diese Höhe aus der obigen Konstanten berechnen durch Multiplikation derselben mit dem Modul der Briggschen Logarithmen.[1])

Für die freie Atmosphäre erhalten wir sonach $5{\cdot}0 \times 0{\cdot}4343 = 2{\cdot}17$ km als Höhe der Dampfschicht, welche bei Normaldruck und Normaltemperatur dem Gewichte der in der Atmosphäre enthaltenen Dampfmenge äquivalent wäre. Bezeichnet e_0 den mittleren Dampfdruck an der Erdoberfläche, so ist das Gewicht eines Kubikmeters Wasserdampf daselbst (s. S. 219) $0{\cdot}00106 e_0 : (1 + \alpha t)$ in Kilogramm; somit das Gewicht einer Schicht von $2{\cdot}17$ km $= 2{\cdot}3 \times e_0$ kg, da wir die Temperaturkorrektion bei diesen Schätzungen füglich weglassen können.

Nach der Daltonschen Theorie, dieselbe auf den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre angewendet, müsste man die Höhe der homogenen Dampfatmosphäre zu 12·8 km annehmen (s. S. 222 unten). Man erhält also dabei den Dampfgehalt der Atmosphäre nahezu sechsmal zu gross, oder der wirkliche Dampfgehalt derselben beträgt nur 0·17 von dem theoretischen Betrage.

Bei einem mittleren Dampfdruck von 11 mm, wie er im Sommer durchschnittlich in Mitteleuropa beobachtet wird, ist daher der gesamte Wasserdampfgehalt der Atmosphäre über uns auf $11{\cdot}0 \times 2{\cdot}3 = 25{\cdot}3$ kg zu schätzen, welcher kondensiert eine Regenhöhe von 25 mm geben würde. Die früher herrschende Theorie hätte aber gerechnet $11 \times 13{\cdot}6 = 150$ kg, entsprechend einer Regenhöhe von 150 mm. Der Unterschied ist also sehr gross.

Wenn man ferner mit Dove den beobachteten Dampfdruck vom Barometerstand abziehen würde, so hätte man ein nahe sechsmal zu grosses Dampfgewicht abgezogen und würde den Druck der trockenen Luft also viel zu klein gefunden haben. Man dürfte bei 11 mm mittlerem Dampfdruck z. B. nur $11.0 \times 0.17 = 1.9$ mm vom Gesamtdruck der Atmosphäre dem Dampfdruck zuschreiben. Die Berechnung des Druckes der trockenen Luft ist nur für einen kleinen begrenzten Raum zulässig, wo sich der Wasserdampf durch Diffusion gleichmässig verbreiten kann, und wo keine neue Dampfbildung stattfindet. In der Atmosphäre wird dieser Gleichgewichtszustand nie erreicht, weil beständig neuer Wasserdampf an der Erdoberfläche sich bildet und in den höheren kalten Schichten sowie in kälteren Gegenden wieder kondensiert wird. Deshalb kann das Daltonsche Gesetz auf den Wasserdampf der Atmosphäre keine Anwendung finden, dagegen unbedenklich auf die sog. pernamenten Gase der Atmosphäre, welche in konstanter Menge vorhanden sind und längst Zeit gefunden haben, sich nach den physikalischen Gesetzen in der Atmosphäre zu verteilen.[2])

---

[1]) Wie beim Luftdruck, wo $C = 18400$ und $18400 \times 0.4343 = 7991$ m die Höhe der homogenen Atmosphäre ergiebt.

[2]) Wollte man die Dampfmenge berechnen, welche bis zu einer gewissen Höhe oder in einer Schicht von bestimmter Mächtigkeit vorhanden ist, und diese Aufgabe ist die wichtigere und auch die bestimmtere, so erhält man dafür die folgende Gleichung:

Das Gewicht des Wasserdampfes in einer Schicht von der Mächtigkeit dh ist, wenn wir den Divisor $(1 + \alpha t)$ weglassen, oder bloss im Gedächtnis behalten wollen:

Um die Fragen über den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre bequem beantworten zu können, kann man die Grösse $10^{-\frac{h}{6500}}$ für verschiedene Werte von h im voraus berechnen und in eine kleine Tafel bringen Eine solche findet sich nachstehend:

Faktoren zur Berechnung des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre im Niveau h, wenn der Dampfdruck im unteren Niveau bekannt ist

$e_h = e_0 \times$ Faktor

h	0	100	200	300	400	500	600	700	800	900
					Faktoren					
0	1 00	96	93	·90	87	84	81	78	75	73
1000	70	·68	65	63	61	59	57	55	53	51
2000	49	·48	46	44	43	41	40	38	37	36
3000	35	33	32	31	30	29	28	27	26	25
4000	24	23	23	22	21	20	20	19	18	18
5000	·17	16	16	15	15	14	14	13	13	12

Diese Tabelle gilt für die Änderung des Dampfdruckes mit der Höhe im Gebirge, also für Erhebungen der Erdoberfläche [1]) Für die freie Atmosphäre ist dieser Faktor $10^{-\frac{h}{6}\left(1+\frac{h}{20}\right)}$, die Werte desselben für ganze Kilometer sind

h	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10 km
Faktor	66	43	27	16	09	05	03	014	007	003

Diese Tabelle gestattet auf die bequemste Weise den mittleren Dampfdruck auf Bergen aus Beobachtungen an deren Fuss mit der Genauigkeit der Beobachtungen selbst zu berechnen Z B Im August 1889 wurden vollständige Beobachtungen auf dem Gipfel des Fujiyama in Japan in 3733 m Seehöhe angestellt Das Monatsmittel des Dampfdruckes ergab sich zu 5 49 mm Die gleichzeitigen Beobachtungen zu Tokio und Numazu liefern einen Dampfdruck im Meeresniveau von 20 3 mm Berechnet man daraus mittelst unserer Tabelle den Dampfdruck auf dem Gipfel des Fujiyama, so hat man 20 3 × 0 27 = 5 48, vollkommen mit den Beobachtungen übereinstimmend

Oder Rom-Monte Cavo, Höhendifferenz h = 915 m Mittlerer Dampfdruck Rom Winter 7 1, Sommer 13 9 Daraus berechnet, Monte Cavo, Winter 7 1 × 0 73 = 5 2, beobachtet 5 3, Sommer 13 9 × 0 73 = 10 2, beobachtet 10 4

$$0\,00106\; e_0\; 10^{-\frac{h}{5000}}\; dh$$

Die Integration (Summierung) dieses Ausdruckes von h = 0 bis h = h ergiebt

$$0\,00106\; e_0\; \text{Mod}\; 5000 \left(1 - 10^{-\frac{h}{5000}}\right)$$

5000 × Mod = 5000 × 0 4343 = 2170, somit erhalten wir als Dampfgewicht (kg) in der Schicht h

$$2\,3\; e_0 \left(1 - 10^{-\frac{h}{5000}}\right).$$

Für $h = \infty$ oder für die Dampfmenge bis zur Grenze der Atmosphäre finden wir wieder den schon oben im Text gegebenen Ausdruck für die gesamte Dampfmenge der Atmosphäre Wollen wir aber z B die Dampfmenge berechnen, die im Sommer in einer Luftschicht von 2000 m enthalten ist, so wäre $e_0 = 11\,0$ mm, h = 2000, der Ausdruck in der Klammer wird = 1 — 0 40 = 0 60, somit die gesamte Dampfmenge rund 15 kg pro Quadratmeter, d i mehr als die Hälfte des gesamten Wassergehaltes der Atmosphäre — Wollte man genauer rechnen, so müsste man noch durch $1 + \alpha t$ dividieren, wo t die mittlere Lufttemperatur zwischen 0 und 2 km, also etwa 12° wäre. Dann ist $1 + \alpha t = 1\,044$ und die Division giebt 14 3 kg.

1) Die Tabelle ist die alte von mir schon früher mit der Konstanten 6 5 km berechnete Bleibt man bei zwei Dezimalen stehen, und das genügt für die erreichbare Genauigkeit, so macht es keinen Unterschied, ob man C = 6 5 oder 6 3 oder 6 0 setzt Selbst mit letzterem Werte erhält man z B für h = 5 km 0 17 wie oben

Man kann natürlich auch umgekehrt aus den Beobachtungen in einem höheren Niveau den Dampfdruck in einem tieferen berechnen, aber weniger genau, weil die Fehler des niedrigen Dampfdruckes dabei vergrössert werden. Man kann auch die beobachteten Dampfdrucke auf das Meeresniveau reduzieren, was zuweilen wünschenswert erscheint.

Dass unser empirisches Gesetz so überraschend gute Resultate liefert, dass es die Beobachtungen in grösserer Höhe völlig ersetzt, darf nicht dazu verleiten, seine absolute Genauigkeit und Tragweite zu überschätzen. Die Dampfdrucke in grösseren Höhen sind kleine Grössen, deren Genauigkeit selbst nur bis auf einige Prozent verbürgt werden kann. Die Konstante der geometrischen Progression braucht daher nur angenähert bekannt zu sein, oder kann praktisch ziemlich variieren, ohne dass dies in den Berechnungen als Fehler zu Tage tritt. Aber die Zulässigkeit einer geometrischen Progression in der Abnahme des Dampfdruckes mit der Höhe steht fest.

Doch gilt alles oben gesagte nur für mittlere Zustände, für eine Art Gleichgewichtszustand der Verbreitung des Wasserdampfes.

Die Abnahme der spezifischen Feuchtigkeit mit der Höhe in der freien Atmosphäre. Die Änderung des Dampfgehaltes in einem Kilogramm feuchter Luft mit der Höhe erfolgt weniger regelmässig als die des Dampfdruckes. Süring hat für das empirische Gesetz der Abnahme des Dampfgewichtes q im Kilogramm folgenden Ausdruck gefunden:

$$p_h = p_o 10^{-\frac{h}{9} - \frac{h^2}{120}}, \text{ oder nahezu } = p_o 10^{-\frac{h}{9}\left(1 + \frac{h}{12}\right)}.$$

Die mit dem (genaueren) Ausdruck berechneten Werte der spezifischen Feuchtigkeit, in Prozenten von jenen an der Erdoberfläche ausgedrückt, sind:

Abnahme der spezifischen Feuchtigkeit mit der Höhe.

h in km	1	1.5	2.0	2.5	3	4	5	6	7	8
p_h in Proz.	.76	.65	.55	.47	.39	.26	.17	.11	.07	.04

Die spezifische Feuchtigkeit an der Erdoberfläche zu Berlin ist etwa 5·9 g pro Kilogramm feuchter Luft. In 6 km z. B. wurde beobachtet $p_h = 0{\cdot}67$, die Formel giebt: $5{\cdot}9 \times 0{\cdot}11 = 0{\cdot}65$.

Die Abnahme der relativen Feuchtigkeit mit zunehmender Höhe erfolgt sehr unregelmässig, so dass sich keine Formel dafür aufstellen lässt. Die Höhen, in denen am häufigsten eine Kondensation des Wasserdampfes erfolgt, zeigen eine Zunahme der relativen Feuchtigkeit, oberhalb nimmt dieselbe rasch ab.

Die Beobachtungen mittelst Drachen in den Vereinigten Staaten, die aber im allgemeinen nur für gutes und windiges Wetter gelten, lieferten folgende Mittelzahlen:

Höhe	1500	2000	3000	4000	5000	6000	7000	engl. Fuss
Höhe	490	650	970	1300	1600	1950	2270	Meter
Prozent	65	65	65	64	58	59	51	

Die Ballonbeobachtungen in Deutschland ergaben folgende Mittelwerte:

Höhe	Erde	500	1000	1500	2000	2500	3000	3500	4000	4500 m
Relative Feuchtigkeit	77	71	70	62	57	58	55	49	53	54 Proz.

Bei den grossen Schwankungen, denen die relative Feuchtigkeit je nach der Witterung in allen Höhen unterliegt, haben diese Mittelwerte aus relativ wenigen Beobachtungen keine allgemeinere Geltung. In der Mehrzahl der Fälle sind die Luftfahrten bei anticyklonaler Witterung unternommen worden.

B. Die Verbreitung der atmosphärischen Feuchtigkeit längs der Erdoberfläche. Der Wasserdampfgehalt der unteren Schichten der Atmosphäre steht in engster Beziehung zur Temperatur. Das Innere der grossen Wüsten ausgenommen, ist die Verdampfung von der flüssigen, oder selbst von der festen, aber feuchten oder mit Vegetation bekleideten Erdoberfläche reichlich genug, um die Luft fast stets bis zu einem gewissen Grade mit Wasserdampf zu sättigen. Die Linien gleichen Dampfdruckes an der Erdoberfläche schliessen sich deshalb dem Verlaufe der Isothermen

recht enge an, von relativ geringen Kontinentalräumen abgesehen. Der Wasserdampfgehalt der Luft nimmt vom Äquator gegen die Pole hin zugleich mit der Temperatur ab.

Der Grad der Sättigung der Luft mit Wasserdampf, die relative Feuchtigkeit, dagegen zeigt sich von der Unterlage viel stärker beeinflusst. Sie ist über den Ozeanen vom Äquator bis gegen die Pole hin nahe dieselbe, und dürfte sich da bei 80 Proz. halten, in den Passatgebieten kann sie auf 75 Proz. (in einzelnen seltenen Fällen selbst auf 50 Proz.) herabsinken (nach Schott). Auf den Kontinenten nimmt sie von den Küsten landeinwärts ab, in den höheren Breiten aber, wo die Kontinente im Winter eine sehr niedrige Temperatur haben, ist dies nur im Sommerhalbjahr der Fall, im Winter nimmt die relative Feuchtigkeit sogar landeinwärts zu, weil bei der dort herrschenden niedrigen Temperatur schon sehr geringe Dampfmengen die Luft mit Wasserdampf sättigen. Im Sommer aber nimmt die relative Feuchtigkeit landeinwärts bedeutend ab.

Im allgemeinen gilt der Satz: Mit steigender Temperatur nimmt der absolute Wassergehalt der Luft zu, die relative Feuchtigkeit jedoch ab, und umgekehrt. Über den Landflächen, wo die Temperaturvariationen rascher und stärker sind, macht sich dieses Wechselverhältnis am deutlichsten bemerkbar.

Svante Arrhenius hat Mittelwerte der absoluten und relativen Feuchtigkeit für Zehngrad-Zonen berechnet. Die Zahlen, zu denen er dabei gelangt ist, sind sehr geeignet zu einem allgemeinen Überblick über die Verteilung der Luftfeuchtigkeit über die Erdoberfläche. Die mittleren Temperaturen mögen gleichfalls hier stehen, weil die absolute Feuchtigkeit von ihnen abhängt.

Nordhalbkugel							Südhalbkugel					
70—60	60—50	50—40	40—30	30—20	20—10	10—Äqu	Äqu—10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60
Temperatur (Celsius)												
−7.0	1.2	8.7	15.3	21.9	25.4	25.5	25.1	23.2	19.7	14.5	8.7	2.1
Relative Feuchtigkeit. Jahr												
82	78	74	70*	71	75	79	**81**	79	77*	79	81	**(81)**
Wasserdampf im Kubikmeter Luft (Gramm). Jahr												
3.1	4.9	7.0	9.7	13.8	17.2	**18.9**	18.7	16.4	13.2	9.8	7.0	(4.5)
Dezember, Januar und Februar												
1.2	2.2	3.9	6.5	10.4	15.3	17.7	**19.4**	18.0	14.8	11.1	8.3	5.7
Juni, Juli, August												
6.2	8.8	10.8	13.4	17.1	19.6	**19.9**	17.9	14.6	11.1	8.1	5.9	—

In den Breiten zwischen 20 und 40° Nord und Süd ist die relative Feuchtigkeit am kleinsten, am Äquator und in den Cirkumpolargegenden am grössten. Der Dampfdruck und der absolute Wassergehalt der Luft folgt der Temperatur und nimmt mit dieser gleichmässig gegen die Pole hin ab. Die relative Feuchtigkeit zeigt in den Mittelwerten für die Breitekreise (wegen der überwiegenden Wasserbedeckung) keine bemerkenswerte jährliche Periode, wohl aber die absolute in mittleren und höheren Breiten [1]).

Die Änderung der absoluten und der relativen Feuchtigkeit auf einem grossen Kontinente nach den Jahreszeiten und mit der Entfernung von den Ozeanen zeigen

[1]) Arrhenius hat vorerst Mittelwerte der relativen Feuchtigkeit für die vier Jahreszeiten gebildet und aus diesen und den Temperaturen die Dampfmengen zurück berechnet. Letztere stimmen deshalb in den Jahresmitteln nicht mit den Jahresmitteln der relativen Feuchtigkeit und der Temperatur. Wollte man Dampfdrucke rechnen, so wären obige Zahlen mit dem Faktor $(1 + \alpha t)$ (1.060) zu multiplizieren. Arrhenius, On the influence of carbonic acid in the air upon the temperature of the ground. Phil. Mag. April 1896.

am besten die Karten der Verteilung der Luftfeuchtigkeit im russischen Reiche von A. Kaminsky.[1])

Der Dampfdruck nimmt von 2.5 mm im Jahresmittel im arktischen Nordasien bis auf 11.0 mm an der Südküste des Schwarzen und Kaspischen Meeres zu. Über dem Kontinent von Asien biegen die Linien gleichen Dampfdruckes von den Küsten gegen das Innere weit nach Süden aus. Die Linie von 5 mm Dampfdruck findet sich an der Küste von Norwegen unter 66° nördl. Br., im inneren Asien unter 50°, in Ostasien unter 52°; die Linie von 6 mm geht vom Finnischen Meerbusen südlich vom Aralsee bis zu 38° Breite herab und steigt dann im östlichen Gebirgsland wieder nach Norden etc. Am stärksten sind diese Ausbiegungen nach Süden im Winter. Dann hat NE-Asien nur 0.5 mm mittleren Dampfdruck, die Linie von 2.5 mm läuft vom 70. Grad am Nordkap nach S und SE bis 42° hinab, südlich vom Aralsee. Im Sommer dagegen verlaufen die Linien gleichen Dampfdruckes ziemlich längs der Parallelkreise. Das Jahresmaximum des Dampfdruckes ändert sich fast gar nicht in der Richtung von West nach Ost unter den Parallelen von 54 bis 64° nördl. Br. Nur in den Wüsten und Steppen Westsibiriens und Westturkestans zwischen 53 und 35° N. finden sich inselförmige Räume niedrigsten Dampfdruckes, aber auch hier geht derselbe kaum unter 10 mm herab und ist wenig geringer als an den Westküsten des mittleren Europa.

Die Jahresmittel der relativen Feuchtigkeit nehmen von 85 Proz. in Nordasien bis auf 65 Proz. in Westturkestan ab, südlich vom Aralsee in der Turkmenenwüste geht sie selbst auf 55 Proz. und örtlich bis auf 45 Proz. (Sultan Bend 37.0° N., 62.4 E.) herab. Im Winter hat der ganze Kontinent nördlich von 40—50° N. eine hohe relative Feuchtigkeit von 80—88 Proz., nur im obengenannten Wüstengebiet und in Ostasien (im Gebiete der trockenen Landwinde aus Nordwest) geht sie auf 75 Proz. herab. Im Sommer hat das arktische Nordasien 80°, der mittlere Kontinent unter 55° N. 70 Proz.; das südliche Westsibirien und Turkestan 50—35 Proz. (örtlich sogar nur 26 Proz. Sultan Bend) relative Feuchtigkeit.

Soweit Beobachtungen vorhanden sind, scheint selbst in den Wüsten Nordafrikas im Sommer der Dampfdruck in den Monatsmitteln nicht unter 8—10 mm herabzugehen, also wenig geringer als gleichzeitig in England zu sein. Die kleinsten Monatsmittel der relativen Feuchtigkeit sind 28—20 Proz. (nach Rohlfs) in Nordafrika, Ghadames, Oase Kauar, Kufra: Juli 27—28 Proz.; Wüsten von Nordwestindien (Multan): Mai 28 Proz.; Sultan Bend, Turkmenenwüste: Juli 24 Proz.; kalifornische Wüste: Juni/Juli 20 Proz.[2]) Selbst im innersten Asien, in dem von hohen Gebirgen umschlossenen Luktschun, ist die relative Feuchtigkeit im Sommerhalbjahr um 7^h 44 Proz., 1^h 20 Proz, 9^h 33 Proz., Mittel 31 Proz.

Also selbst über dem gänzlich trockenen Wüstenboden enthält die Luft noch eine erhebliche Menge Wasserdampf, die durch die Luftströmungen und die Diffusion des Wasserdampfes selbst aus den umgebenden Meeren und von den feuchten Küstenstrichen herbeigebracht worden sind. Die Regenlosigkeit der Wüsten hat ihre Ursache nicht in einem Mangel an Wasserdampfgehalt der Luft, sondern in dem Fehlen von Veranlassungen zur Kondensation desselben.

IV. Der tägliche und jährliche Gang der Luftfeuchtigkeit.

A. Der tägliche und jährliche Gang des Dampfdruckes. Die täglichen regelmässigen Änderungen des Dampfdruckes in den unteren Schichten der Atmosphäre sind an sich eine unbedeutende und wenig folgenreiche Erscheinung. Aber sie gewähren uns Einblicke und geben uns Fingerzeige in Bezug auf die vertikale Luftzirkulation in den unteren Luftschichten und die Art der Versorgung der Luft mit Wasserdampf, wodurch sie von erheblichem meteorologischen Interesse werden.

Man möchte annehmen, dass überall, wo die Unterlage eine kontinuierliche Wasserdampfzufuhr leisten kann, der Dampfdruck mit der Temperatur steigt, im täglichen, wie im jährlichen Gange, dass also der Gang des Dampfdruckes jenem der

[1]) A. Kaminsky, Der jährliche Gang und die Verteilung der Feuchtigkeit der Luft in Russland. Rep. f. Met. VI. Supplementband. Petersburg 1894. Mit Kurventafel und 10 Karten.

[2]) Dampfdruckmittel aber immerhin noch 7.6, 10.3 und 10.5 mm. Siehe Met. Z. 1893. S. 23.

Temperatur folgt In der That beobachten wir dies uber grosseren Wasserflachen und selbst noch vielfach auf dem Lande in jenen Jahreszeiten, wo die tagliche Warmeschwankung klein und die Erwarmung des Bodens gering ist Im allgemeinen aber finden wir auf dem Lande folgende Erscheinungen Der Dampfdruck ist am kleinsten am fruhen Morgen, zur Zeit des Temperaturminimums, er steigt dann rasch, sowie die Temperatur zunimmt, aber nur bis gegen 8 oder 9^h vormittags, dann nimmt er wieder ab und erreicht am Nachmittage von $3—4^h$ ein zweites Minimum (das in trockenen heissen Gegenden das Hauptminimum ist) Hierauf steigt der Dampfdruck abermals rasch bis zum Abend, wo er zwischen 8 und 10^h ein zweites Maximum erreicht, um dann abermals abzunehmen Diese doppelte tagliche Periode des Dampfdruckes in den untersten Luftschichten ist im Sommer am starksten ausgebildet, im Winter fehlt sie jedoch vielfach

Die folgenden Beobachtungsergebnisse sind den exstremsten Verhaltnissen entnommen Nukuss reprasentiert ein Wustenklima

Taglicher Gang des Dampfdruckes Abweichungen der Stundenmittel vom Tagesmittel.

(Millimeter)

	Mittn	2	4	6	8	10	Mittg	2	4	6	8	10	Ampl
	Ozean Tropische Breiten [1]) Sommerhalbjahr 18 80 mm +												
	— 25	— 40	— 47x	— 36	—·06	29	**51**	**·49**	31	11	—·03	— 13	98
	Nukuss Mittelasiatisches Wustengebiet A. Winter 3 32 mm +, B Sommer 8 92 mm +												
A	—·09	— 20	— 32	— 39x	— 34	— 02	18	36	**41**	26	16	— 01	80
B	45	31	18x	**78**	45	— 39	—1 05	—1 25x	— 79	08	**68**	51	2 03

Man sieht, uber dem Ozean und im Winter auch auf dem Lande (aber nicht uberall) folgt der Gang des Dampfdruckes jenem der Temperatur, erreicht nahe zugleich mit letzterer sein Maximum und sein Minimum Im Sommer aber finden wir zwei Maxima und zwei Minima (das Morgenmaximum zu Nukuss fallt auf 7^h am mit + 0 85 mm) Der Dampfdruck nimmt nachmittags ab und erreicht in trockenen Gegenden sein Hauptminimum zur Zeit des Temperaturmaximums Sehr schon zeigt dies auch Kairo

Taglicher Gang des Dampfdruckes zu Kairo

	Mittn	3	6	9	Mittg	3	6	9	Ampl	Mittel
Winter	7 3	7 2	7 0x	**7 5**	**7 5**	7 3x	**7 8**	7 6	0 8	7 1
Sommer	15 4	15 7	16 1	**16 2**	13 9	12 3x	12 9	14 6	3 9	14 7

Andere Beispiele

Taglicher Gang des Dampfdruckes

	Morgenminimum	Morgenmaximum	Nachmittagsminimum	Abendmaximum	Amplitude
	Paris (Parc S Maur) Kustennahe				
Winter	6 h am 4 6 mm	fehlt	1 h p m 4 9	fehlt	0 3
Sommer	4 h am 10 1 „	9 h a 10 8	3—4 h p m 10 2	8 u 9 h p 10 8	0 7
	Deesa Central-Indien Trocken und heiss				
Jan u Febr	5 h a 5 5	11 h a 6 0	3 h p 5 5	7 h p m 6 0	0·5
Mai	fehlt	7 h a 16 5	5 h p 11 2	fehlt	5 3
Juli u August	3 u 4 h am 20 3	8 u 9 h a 20 9	4 h p 20 2	9 h p 21 0	0 8

[1]) Im Mittel aus 40tagigen stundlichen Beobachtungen an Bord der „Novara“ im Grossen Ozean, 10° N bis 10° S, von mir berechnet (s Untersuchungen uber die tagliche Oscillation des Barometers Denkschriften d Wiener Akad B LV 1889) und nach 84tagigen Beobachtungen im Nordatlantischen Ozean an Bord des „Chal-

Januar und Februar repräsentieren in Indien die kühle, Mai die heisse trockenste, Juli und August die Regenzeit (mittlerer Dampfdruck 5·7, 13·9, 20·6). Im Mai ist die Periode einfach und die tägliche Schwankung sehr gross. [1])

Wo in der Regenzeit viel Regen fällt, folgt selbst im Innern des Landes der Dampfdruck der Temperatur, so z. B. in Allahabad in Nordwestindien. Dort tritt im Mittel der Hauptregenmonate Juli und August das Minimum um 5^ham ein mit 23·4 mm, das Maximum um 1^hpm mit 24·5 mm (dann folgt eine kleine Abnahme bis 4^hp 24·2 und wieder eine geringe Zunahme 7—11^hpm 24·3 mm). Die Amplitude ist bloss 1·1 mm, im Mai dagegen 2·2 (um 8^ham 12·5, 3—4^hpm 10·3).

Die Abnahme des Dampfdruckes nach Mittag im Sommerhalbjahr über den Landflächen ist eine Folge der aufsteigenden Bewegung der Luft, die zur Zeit des Temperaturmaximums am kräftigsten ist. Man darf aber dabei nicht an einen allgemeinen „aufsteigenden Luftstrom" denken, wie ein solcher früher allgemein angenommen worden ist, mit Zuflüssen von den Seiten her (auf ausgedehnten Landflächen sind ja solche gar nicht möglich). Der Vorgang besteht, wie früher beim täglichen Wärmegang erläutert wurde, in dem Wechsel aufsteigender und niedersinkender Luftfäden oder Luftsäulchen, welche eine Mischung der oberen und unteren Luftschichten bewirken. Da die oberen Luftschichten weniger Wasserdampf enthalten als die unteren, so werden letztere dabei trockener, die oberen aber feuchter. Der mittlere Dampfdruck zu **Paris** (Parc S. Maur) ist im Winter 4·8, Sommer 10·5, Jahr 7·4 mm, auf dem **Eiffelturm**, 300 m höher in freier Atmosphäre, Winter 4·4, Sommer 8·7, Jahr 6·3; auch die relative Feuchtigkeit ist oben geringer; **Paris**: Winter 84, Sommer 73, Jahr 77; **Eiffelturm**: Winter 79, Sommer 66, Jahr 71 Proz.

Dasselbe haben die Beobachtungen von **Hill** in Allahabad in verschiedenen Höhen über dem Erdboden ergeben. [2]) Die Jahresmittel sind:

Höhe	1·2	14·0	31·7	50·6 m
Dampfdruck	14·3	13·3	13·2	12·7 mm
Relative Feuchtigkeit	62	58	57	54 Proz.

In der Regenzeit ist der Unterschied gering, in den trockenen Monaten am grössten. Beobachtungen in England haben gleichfalls eine Abnahme der Luftfeuchtigkeit mit der Höhe ergeben [3]), wie dies ja natürlich ist, da der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre von unten her genährt wird.

Die Mischung der oberen Luftschichten mit den unteren muss daher die Luft in der Nähe des Erdbodens trockener machen. Sowie am Abende die aufsteigende Bewegung der Luft schwächer wird und erlischt, macht die Dampfdruckzufuhr vom

---

lenger", von **Buchan** berechnet. Challenger Report. Physics and Chemistry. II. S. 9. Diese letzteren allein geben: Minimum um 6h —0.51 und Maximum 2h pm +0.51 mm. Sie folgen der Gleichung:

$$16.70 + 0.461 \sin(225.7 + x) + 0.103 \sin(81.5 + 2x).$$

Die obigen Zahlen habe ich aus der Gleichung berechnet (Beobachtungen der „Novara" eingeschlossen):

$$0.455 \sin(238.5 + x) + 0.129 \sin(98.8 + 2x).$$

[1]) Deesa liegt 24° 16′ N., 72° 14′ E., 151 m Seehöhe 80 km, östlich vom Run of Cutsch. In Bezug auf gewisse Theorien über die Ursache der täglichen Barometerschwankung und das Verhältnis des Luftdruckes zum Dampfdrucke überhaupt ist die Thatsache sehr interessant, dass hier im Mai die tägliche Variation des Dampfdruckes 5.3 mm, jene des Barometers aber nur 3.2 mm beträgt, selbst im Mittel von April bis Juni ist die Änderung des Dampfdruckes (8h am bis 4h pm) = 4.4 mm, jene des Barometers (10h bis 4h) bloss 3.1 mm. Auch an anderen Orten im Innern Indiens ist ähnliches zu beobachten.

[2]) **Hill**, Temp. and Humidity observ. made at Allahabad at various heights above the ground. Indian Met. Memoirs. Vol. IV. No. IX. S. 361.

[3]) **Scott**, Beobachtungen an der Kew-Pagode. Quart. Weather Report New. Ser. Part. I. App. III. London 1881. S. auch Met. Z. XIII. 1883. S. 395 etc.

Boden her den Dampfdruck wieder steigen, der Dampf sammelt sich unten an und diffundiert allmählich nach den höheren Schichten. Die abnehmende Temperatur und die Kondensation des Wasserdampfes am Boden (Tau) bewirken später wieder eine Abnahme des Dampfdruckes, zur kältesten Tagesstunde ist derselbe am kleinsten, die Verdunstung am geringsten. Nach Sonnenaufgang nimmt letztere wieder rasch zu und veranlasst das Morgenmaximum des Dampfdruckes.

Täglicher Gang des Dampfdruckes oberhalb der Erdoberfläche und auf Bergen. Den Gang der absoluten Feuchtigkeit in grösserer Höhe über dem Erdboden in der freien Atmosphäre kennen wir genauer nur durch die Registrierungen der Feuchtigkeit auf dem Eiffelturm, welche Angot bearbeitet hat [1].

Im Winter bleibt der Dampfdruck in 300 m über dem Erdboden im Mittel geradezu konstant den ganzen Tag über, im Sommer steigt der Dampfdruck bis 9^h vormittags wie unten (9.0 mm), er sinkt dann bis 4 und 5^h abends (auf 8.4) wie unten, und steigt dann wieder allmählich zum Vormittagsmaximum. Die sekundären Extreme, das Morgenminimum um 4 und 5^h a m und das Abendmaximum, die unten ausserdem eintreten, fehlen in der Höhe. Die tägliche Schwankung ist oben das ganze Jahr hindurch kleiner als unten.

Die Beobachtungen in Allahabad zeigen desgleichen, dass, während unten bis über 1 m vom Boden der tägliche Gang des Dampfdruckes die gewöhnlichen zwei Maxima und Minima hat (Minima 5h a m und 3h p m, Hauptminimum, Maxima 9h a m und 7—8h p m), in den Höhen von 14, 32 und 51 m über dem Boden der Gang einfach ist, mit einem Maximum am Vormittag, um 8h, und einem Minimum um 3—4h nachmittags. Das rasche Steigen des Dampfdruckes am Abend nach dem Aufhören des vertikalen Luftaustausches ist auf die untersten Schichten beschränkt, wo sich anfänglich der dem Boden entsteigende Wasserdampf anhäuft und erst allmählich durch Diffusion sich auch nach den höheren Schichten verbreitet.

Auf Bergen verhält sich die Sache ganz anders. Hier folgt der Dampfdruck ganz dem Temperaturgange, er hat ein Minimum am Morgen und ein Maximum am Nachmittage, nach dem Temperaturmaximum. Die aufsteigende Luftbewegung längs der Bergabhänge, die sich mit zunehmender Temperatur und Erwärmung der Berghänge einstellt, führt den Wasserdampf in die Höhe, umgekehrt macht die absteigende Luft nachts und frühmorgens die Bergluft trockener (absolut und relativ). Durch diese periodischen Luftbewegungen längs der Berghänge wird der tägliche Gang des Dampfdruckes auf allen Bergen in allen Klimaten ein sehr gleichförmiger und einfacher.

Die zweistündigen Beobachtungen auf einigen Berggipfeln in Japan und die Registrierungen der Feuchtigkeit auf dem Sonnblickgipfel liefern gute Beispiele für diese Verhältnisse [2]. (S. Tabelle S. 233.)

Der jährliche Gang des Dampfdruckes. Derselbe schliesst sich viel näher dem Gange der Temperatur an, als der tägliche Gang. Bei dem langsamen Ansteigen der Temperatur im jährlichen Gange kann die Verdampfung und Be-

---

[1] Angot, Résumé des observ. mét. faites au bureau central et à la tour Eiffel 1890/91. Annales du Bureau Central Mét. de France 1894. I. Mémoires.

[2] Die folgenden Formeln entsprechen dem gleichzeitigen täglichen Gang der Temperatur und des Dampfdruckes auf dem Ontake und Fusijama (August):

Temperatur 3.35 sin (254.4 + x) + 0.97 sin (85.9 + 2x)

Dampfdruck 0.85 sin (247.4 + x) + 0.14 sin (111.9 + 2x)

Der Dampfdruck erreicht etwa eine halbe Stunde später das Maximum als die Temperatur.

Siehe Hann, Verhältnisse der Luftfeuchtigkeit auf dem Sonnblickgipfel. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. CIV. April 1895. Ferner ebenda: Beiträge zum täglichen Gange der meteorologischen Elemente in den höheren Luftschichten. B. CIII. Jan. 1894, und: Die stündlichen Beobachtungen auf dem Gipfel des Fuji in Japan. B. C. Dezember 1891.

Taglicher Gang des Dampfdruckes in verschiedenen Hohen

Japan August

Abweichungen vom Tagesmittel (Millimeter)

Mittn	2	4	6	8	10	Mittg	2	4	6	8	10	Mittel
Nagoya 35° 10' nordl Br, 15 m, Ebene												
13	— 07	— 42	— 46*	**— 27**	— 37	— 43*	— 27	— 18	82	**1 07**	46	19 60
Kurosawa 35° 50', 834 m, Thal												
— 51	— 88	—1 41*	—1 38	— 19	55	**60**	58*	89	**1 13**	57	05	14 42
Ontake 35° 54', 3055 m, Gipfel												
— 98	—1 01*	— 69	— 53	— 09	76	1 20	**1 51**	1 09	01	— 62	— 70	6 62
Fusijama 35° 22', 3733 m, Gipfel												
— 24	— 46	— 54	— 46	10	22	27	68	**81**	05	— 19	— 26	5 49
Sonnblick 47° nordl Br Sommer 3106 m, Gipfel												
— 09	— 22	— 32	— 37*	— 30	— 12	11	31	**39**	34	21	06	4 04
Faulhorn Sommer 2673 m, Gipfel												
— 52	— 58	— 65	— 66	— 43	08	68	**1 04**	95	50	— 03	— 38	4 56

reicherung der Luft mit Wasserdampf der Warmezunahme leichter folgen als im taglichen Gange (das gilt namentlich in Bezug auf die relative Feuchtigkeit) Mit wenigen Ausnahmen tritt der kleinste Dampfdruck im kaltesten, der grosste im warmsten oder dem demselben folgenden Monate ein In den Monsungebieten und andern tropischen Gegenden, wo die hochste Temperatur vor der Regenzeit eintritt, fallt das Maximum des Dampfdruckes nicht mit ersterer, sondern mit letzterer zusammen

Im allgemeinen ist die Grosse der jahrlichen Variation des Dampfdruckes (die Jahresschwankung) von der Variation der Temperatur abhangig, Orte mit kalten Wintern und warmen oder gar heissen und feuchten Sommern haben eine grosse Jahresschwankung des Dampfdruckes, ebenso die Monsungegenden, wo grosse Gegensatze zwischen trockenen Landwinden im Winter und feuchten Seewinden im Sommer bestehen Im See- und Kustenklima, namentlich in den Aquatorialregionen, ist die Jahreschwankung gering

Beispiele

Kusten- und Inselklima a) Tropen Batavia (6 2° sudl Br) August 19 2, April 21 5, Jahr 20 5 P d Galle, Ceylon (6 0° nordl Br) Januar 21 5, Mai 24 1°, Jahr 22 9 b) Gemassigte Zone Paris (48 8°) Januar 4 7, August 10 9, Jahr 7 4 Sitcha (57 1° nordl Br) Januar 3 4, August 9 0, Jahr 5 8 Polarzone Nowaja Semlja (72 4° nordl Br) Januar 1 7, Juli 5 5, Jahr 3 0 Lena-Mundung (73 4 nordl Br, Ssagastyr) Januar-Februar 0 2, Juli 6 1 Jahr 2 2 mm

Kontinentales und Wustenklima Tobolsk (58 2°) Januar 1 1, Juli 11 0, Jahr 5 0, am Aralsee (46°) Januar 1 7, Juli 11 0, Jahr 6 1 Petro Alexandrowsk (41 5°) Februar 1 4, Juli 9 4, Jahr 5 6, Sultan Bend (37 0°) Januar 3 4, Juni 8 3, Jahr 5 7

Monsunklima Peking (39 9° nordl Br) Januar 2 0, Juli 18 2, Jahr 7 8, Kalkutta (22 6°) Januar 11 1, Juli 24 7, Jahr 19 2, Multan (30 2°) Januar 6 6, August 22 4, Jahr 13 6

Auf Bergen ist der jahrliche Gang des Dampfdruckes derselbe wie in der Niederung Minimum im Winter, Maximum im Sommer Z B Sonnblick (3106 m) Februar 1 2, Juli 4 8, Jahr 2 6 Hochthal von Leh (Tibet, 3740 m) Januar 1 8, Juli 6 7, Jahr 3 4

Was hier von dem Gange des Dampfdruckes gesagt worden ist, gilt mit grosser Annaherung auch fur die absolute Feuchtigkeit, d i die Dampfmenge in der Volumeinheit Luft, die tagliche und jahrliche Schwankung fallt aber etwas kleiner aus [1])

B. Der tagliche und jahrliche Gang der relativen Feuchtigkeit Der Gang der relativen Feuchtigkeit ist im allgemeinen der umgekehrte von jenem der

[1]) Der Dampfdruck ist ja mit dem Faktor (1 060) $(1 + \alpha t)$ zu multiplizieren, also bei — 10° mit 1 10, bei 0° mit 1 06, bei 10° mit 1 02, bei 20° mit 0 99 etc

Temperatur, die relative Feuchtigkeit nimmt mit Zunahme der Temperatur ab, weil die Dampfzufuhr zur Erhaltung des Sättigungszustandes fast stets ungenügend ist. Dies gilt namentlich für die rasche tägliche Wärmezunahme, weniger für die langsamere jährliche Wärmezunahme. Wo die Temperaturzunahme, sei es im täglichen oder jährlichen Gange, periodische Winde in Bewegung setzt, welche eine starke Zufuhr von Wasserdampf zur Folge haben, oder gar Regen bringen (Seewinde, Monsune, Berghänge und Berggipfel), dort kann auch die relative Feuchtigkeit mit der Temperatur steigen und mit ihr das Maximum erreichen. Man wird auch von vornherein schliessen dürfen, dass mit der Grösse der täglichen und jährlichen Wärmeschwankung auch die Grösse der jährlichen Variation der relativen Feuchtigkeit zunehmen wird.

Im **täglichen Gange** erreicht die relative Feuchtigkeit ihr Maximum zur Zeit des Temperaturminimums, ihr Minimum zur Zeit des Wärmemaximums. In der Nähe des Erdbodens, wo die tägliche Wärmeschwankung grösser ist, ist auch die tägliche Schwankung der relativen Feuchtigkeit grösser, weil die Temperaturabnahme bei Nacht und die Wärmezunahme bei Tag grösser ist, als in einiger Höhe über dem Boden.

Täglicher Gang der relativen Feuchtigkeit zu Paris (Parc S. Maur, 2 m) und auf dem Eiffelturm (302 m)

	Winter		Amplitude	Sommer		Amplitude
	Maximum	Minimum		Maximum	Minimum	
Paris	7 u. 8h a.m. 91%	2 u. 3h p. 73%	18%	4h a.m. 92%	2h p.m. 54%	38%
Eiffelturm	7 u. 8h a.m. 83	3 u. 4h p. 75	8	4 u. 5h a.m. 78	3 u. 4h p.m. 54	24

In einer Höhe von 300 m über dem Boden kommt die Luft in der Nacht der Sättigung nie so nahe, wie am Erdboden selbst, die grösste Trockenheit in den Nachmittagsstunden ist oben und unten nahe die gleiche. Die tägliche Schwankung der relativen Feuchtigkeit nimmt mit der Höhe ab [1].

In Nukuss (Wüstenklima) wird der tägliche Gang charakterisiert durch folgende Extreme: Winter: Maximum 6h und 7h a.m. 94 Proz., Minimum 2h und 3h p.m. 69 Proz. (Mittel 85 Proz.), Sommer (Mai bis Juli) Maximum 4h und 5h a.m. 69 Proz., Minimum 2h p.m. 24 Proz. (Mittel 45 Proz.), Amplitude Sommer und Winter 25 Proz. In der heissen Zeit erreicht die tägliche Amplitude in Indien 35—45 Proz., sinkt aber in der Regenzeit auf 24 und 19 Proz. herab (Deesa, Allahabad). Übrigens schwankt selbst in Wien die relative Feuchtigkeit im täglichen Gange im August zwischen 79 Proz. am frühen Morgen (5h a.) und 50 Proz. am Nachmittag (2h), Amplitude 29 Proz., im Winter dagegen beträgt letztere nur 8 Proz. (Dezember Maximum 86, Minimum 78 Proz.).

Auf Inseln und an den Küsten ist die tägliche Variation der relativen Feuchtigkeit gering, namentlich in höheren Breiten, z. B. Dublin November/Dezember 7 Proz., April/Juli 20 Proz., Sitka Dezember 3 Proz., Mai 18 Proz.

Ein gutes Beispiel für einen scharf ausgeprägten täglichen Gang der relativen Feuchtigkeit liefert Kairo.

Täglicher Gang der relativen Feuchtigkeit zu Kairo

	Mittn.	3	6	9	Mittg.	3	6	9	Mittel	Ampl.
Winter	72	80	**82**	66	48	44*	59	67	65	38 Proz.
Sommer [2]	67	**79**	79	52	34	28*	35	51	53	51 „

Ein Vergleich mit S. 209 zeigt, wie enge sich der Gang der Feuchtigkeit jenem der Temperatur anschliesst, aber im umgekehrten Sinne.

[1] Man vergleiche die Beobachtungen auf der Kew Pagode und zu Allahabad l. c.

[2] Die trockensten Monate Mai bis Juli.

Auf den Bergen tritt das Maximum der relativen Feuchtigkeit zumeist am Abende und nachts auf, das Minimum in den Vormittagsstunden und um Mittag. Charakteristisch gegenüber der Niederung ist der Eintritt geringer Feuchtigkeit schon am Morgen und Vormittag. Die folgenden Zahlen geben eine Vorstellung davon:

Täglicher Gang der relativen Feuchtigkeit im Sommer. Alpen, 2900 m.

Mittn.	2	4	6	8	10	Mittg.	2	4	6	8	10	Mittel
					Abweichungen vom Tagesmittel (Prozent)							
0.4	0.1	—0.7	—2.2	—3.9	—4.2*	—2.5	0.8	3.5	**4.2**	3.1	1.4	78.2

Im Winter tritt das Maximum auf dem Sonnblick (3106 m) schon um 2h mittags ein, nachts ist die Luft trocken und um 8 und 9h Abend macht sich sogar ein sekundäres Minimum bemerkbar. Es ist die nächtliche (und morgendliche) absteigende Luftbewegung, welche die Trockenheit bringt, die schon Saussure auf dem Col de Géant bemerkt hat und auf welche für die Berge Javas kürzlich wieder Kohlbrugge hingewiesen hat.[1]) Auf dem Plateau des Janggebirges (2000 m) tritt das Minimum um 8h vormittags (66 Proz.) und um Mitternacht (79 Proz.) ein, das Maximum um 4h nachmittags (90 Proz.) und 4h morgens (81 Proz.) Auf dem Agustia Peak in Südindien (8·6° nördl. Br., 1890 m) treten die Minima der relativen Feuchtigkeit zumeist in der Nacht und am Vormittag (8h bis 10h) ein, unten in Trevandrum nie in der Nacht; wegen des Seewindes fällt das Maximum der Häufigkeit schon auf Mittag[2]), entfernt von der Küste würde es erst später nachmittags eintreten.

Relative Häufigkeit einer Feuchtigkeit unter 50 Proz. (Dezember bis Februar).

	Mittn./2	2/4	4/6	6/8	8/10	10/Mittg.	/2	2/4	4/6	6/8	8/10	10/12
Peak	5	11	16	21	**23**	18	15	10	8	3	2	4
Trevandrum	0	0	0	0	11	55	**55**	32	5	1	0	0

Einfluss der Witterung auf den täglichen Gang. An heiteren Tagen ist der tägliche Gang der relativen Feuchtigkeit viel stärker ausgeprägt als an trüben Tagen, wie Mazelle dies für Triest näher gezeigt hat.[3]) Im Sommermittel ist der Gang (zu Triest) an trüben Tagen zudem der umgekehrte von jenem an heiteren Tagen. Die relative Feuchtigkeit ist (an trüben Tagen) bei Nacht unter dem Mittel, mittags und nachmittags über demselben. Die Amplituden der periodischen und unperiodischen Schwankungen sind:

Amplituden der täglichen Schwankung der relativen Feuchtigkeit zu Triest

	Periodische Amplituden		Aperiodische Amplituden		Verhältnis der aperiodischen zu der periodischen Amplitude	
	trüb	heiter	trüb	heiter	trüb	heiter
Winter	1·4	12·7	17.5	31·2	12·5	2·5
Frühling	3·6	21·6	18·0	38·2	5·0	1·8
Sommer	8·4	25·1	23·3	39·5	2·8	1·6
Herbst	2·0	18·3	14·2	32·8	7·1	1·8
Jahr	1·2	20·5	17·1	36·1	14·3	1·8

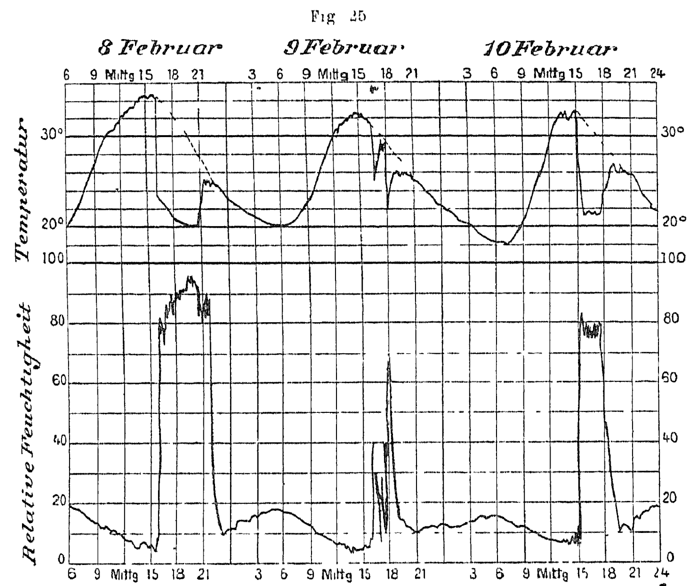
[1]) S. Met. Z. B. XXXIV. 1899. S. 19/20 u. 64/65.

[2]) Woeikoff, Met. Z. Nov. 1896. S. 408 etc. Die Häufigkeitszahlen sind Prozente aller Beobachtungen zu der betreffenden Stunde und Summen von drei Monaten (Trockenzeit).

[3]) Mazelle, Zur täglichen Periode und Veränderlichkeit der relativen Feuchtigkeit. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. CVIII. März 1899.

Es wäre von Interesse, diese Verhältnisse auch an anderen Orten zu untersuchen. An den Küsten hat der Wechsel der Land- und Seewinde den grössten Einfluss auf den täglichen Gang der relativen Feuchtigkeit, wie die folgende Figur (nach Angot) sehr schön zeigt. Dieselbe ist eine Reproduktion des von selbstregistrierenden Apparaten an der Küste von Senegambien aufgezeichneten Ganges der Temperatur und der relativen Feuchtigkeit. Die punktierten Linien geben den normalen Gang an, wie er ohne das Einbrechen des Seewindes am Nachmittage sich eingestellt haben würde. Mit dem Eintritte des Seewindes sinkt die Temperatur plötzlich um 10—15° und die relative Feuchtigkeit steigt von 5 Proz. bis über 90 Proz. Sowie der Seewind aufhört, steigt die Temperatur sogleich wieder und die Feuchtigkeit sinkt [1]).

Fig. 25.



Täglicher Gang der Temperatur und Feuchtigkeit unter dem Einflusse des Eintretens der Seewinde an der Küste von Senegambien. (Nach Angot, Météorologie.)

Der jährliche Gang der relativen Feuchtigkeit ist im Innern der Kontinente der umgekehrte von dem Gange der Temperatur, das Maximum der Feuchtigkeit tritt im kältesten Monat ein, das Minimum im wärmsten Monate, oder schon im Frühjahr. Die Jahresschwankung ist hier sehr gross und folgt im allgemeinen der Jahresschwankung der Temperatur, z. B. Barnaul: Januar 81, Mai 57 Proz.; am Aralsee: Februar/März 85, Juni 46 Proz., Petro Alexandrowsk: Januar 76, Juni 34 Proz., Sultan Bend: Januar 73, Juli 24 Proz.; Inneres von Australien: Alice Springs (23.6° südl. Br.) Oktober/November 32 (Frühling), Juni 59 Proz. (Winter), Jahr 43 Proz.

Im mittleren Europa tritt die kleinste Feuchtigkeit schon im Frühlinge ein, bei rasch steigender Temperatur und häufigeren östlichen und nördlichen Winden, im Sommer bei häufigeren Westwinden und Regen steigt sie wieder etwas, z. B. Wien: Januar 84, April 63, Mai/Juni 64, August 62 Proz., Paris: Dezember 88, April 64, Juli 74 Proz.

Die Inseln und Küsten haben eine kleine jährliche Variation der Feuchtigkeit, z. B. Reval und Sweaborg an der Ostsee 91 Proz. im Januar, 72 Proz. im Juni, in England ist die Jahresschwankung 10—8 Proz., an der norwegischen Küste 10 bis 6 Proz. An den Küsten des Eismeeres tritt das Maximum der relativen

---

[1]) S. Met. Z. B. 34. 1899. S. 373.

Feuchtigkeit vielfach im Sommer ein (zugleich mit dem Maximum der Bewölkung), z. B. Lenamündung (73·4° nördl. Br. Ssagastyr) Winter 85, Sommer 91 Proz. (Jahr 88).

In den Klimaten mit trockenen Landwinden im Winter oder in der kühlen Jahreszeit und mit feuchten Seewinden bei höchstem Sonnenstande ist der jährliche Gang der Feuchtigkeit der entgegengesetzte von dem oben angeführten allgemeinen Schema. Die trockensten Monate sind die Wintermonate und die warmen oder wärmsten Monate vor der Regenzeit, die feuchtesten sind die Regenmonate, die in mittleren und höheren Breiten doch auch die wärmsten sind. Peking z. B. hat von November bis Januar 58, im April 49 Proz., das Maximum im August mit 76 Proz.

Allahabad in Nordwestindien hat im April 31 Proz., im August 82·5 Proz., das oben schon erwähnte Deesa in Centralindien hat 30 Proz. im April und 77 Proz. im August. In Centralindien sinkt in der heissen Zeit das Monatsmittel der relativen Feuchtigkeit örtlich bis auf 22 Proz. herab und steigt im Juli/August auf 79 und 76 Proz.). In der heissen Zeit vor den Monsunregen ist die Luft sehr trocken, in der Regenzeit bei höchstem Sonnenstande tritt etwas Abkühlung ein und die Luft ist mit Feuchtigkeit nahezu gesättigt, auch der Dampfdruck erreicht zugleich sein Maximum. In der äquatorialen Tropenzone bleibt an den Küsten die Luft das ganze Jahr hindurch nahezu mit Wasserdampf gesättigt, z. B. Batavia: Januar und Februar 87, August und September 78, Jahr 83 Proz.; Zanzibar: April und Mai 83, Oktober bis Februar 78/80, Jahr 80 Proz.; Kamerun[1]): Januar und Februar 85, Juli 92, Jahr 88 Proz.

An Berghängen, in Hochthälern und auf Berggipfeln im gemässigten Klima ist die kühlste Jahreszeit die trockenste, die wärmste die feuchteste. Der Winter ist die trockenste, der Frühling und Sommer die feuchteste Jahreszeit, die Luft ist dann der Sättigung am nächsten. Die Zeit der lebhaftesten aufsteigenden Luftbewegung hat die grösste relative Feuchtigkeit, der Winter, in dem die aufsteigende Luftbewegung am schwächsten ist, meist ganz fehlt, ja häufig herabsinkenden Luftbewegungen Platz macht, hat die geringste, z. B.:

	Gipfel oder Hochthal	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
Theodulpass	3330 m	79*	89	80	83	83
Sonnblick	3106	71*	83	86	82	80
Säntis	2467	78*	81	84	83	81
S. Maria[2])	2470	71*	84	78	73	77
	Niederung					
Genf	440	85	73	70*	82	77
Wien	200	81	77	64*	75	72

Der jährliche Gang der relativen Feuchtigkeit auf Berggipfeln und in Hochthälern ist jenem in der Niederung gerade entgegengesetzt. Wir werden später sehen, dass es sich in Bezug auf die Bewölkung, die Himmelsbedeckung, ganz ebenso verhält.

Litteratur.

Wild, Der tägliche und jährliche Gang der Feuchtigkeit in Russland. Rep. f. Met. B: IV. Nr. 7. 1875. — Kaminskij, Der jährliche Gang der Feuchtigkeit der Luft in Russfand nach den Beobachtungen 1871—1890. Rep. f. Met. II. Suppl. Band. 1894. S. auch Met. Z. 1895. Litteratur-

[1]) Mittel 7h, 2h, 9h.

[2]) Stilfersjoch, Thallage.

bericht S 41 — H Meyer, Der jahrliche Gang der Feuchtigkeit in Norddeutschland Deutsche Met. Z B II 1885 S 153 — G Hellmann, Feuchtigkeit und Bewolkung auf der iberischen Halbinsel Niederlandisches meteorologisches Jahrbuch 1876, Utrecht 1877 Met Z XIII 1878 S 386 — Mohn, Klima von Norwegen Met Z VIII S 320, XIX S 145 u 303, XX S. 8 u 478 Klima-Tabeller for Norge III Luftens Fugtighed Christiania 1897 Vidensk Skrifter I Math naturw Cl. 1897 Nr 11. — Auf einzelne Abhandlungen uber den taglichen und jahrlichen Gang der Luftfeuchtigkeit kann nicht verwiesen werden, man sehe den Index zu den ersten 20 Banden der Zeitschrift fur Meteorologie und die Jahresindices der folgenden Bande

Allgemeines Uber Bedenken gegen die ubliche Berechnung der relativen Feuchtigkeit siehe Weihrauch in Met Z 1890 S 429 — Lamont (Uber die Berechnung des Dampfdruckes aus den arithmetischen Mitteln der Temperatur des trockenen und nassen Thermometers) zeigt, dass sie statthaft ist Lamont, Jahrbuch pro 1841 S 164

Die Veranderlichkeit der relativen Feuchtigkeit von einem Tage zum nachsten ist noch zu wenig Gegenstand von Untersuchungen gewesen Mazelle hat dieselbe fur Triest einer Bearbeitung unterzogen, aus deren Ergebnissen einige wenige Daten hier Platz finden mogen Die Veranderlichkeit scheint im Fruhling am grossten, im Herbst am kleinsten zu sein, durchschnittlich betragt dieselbe 10 Proz Sie hat eine ausgesprochene tagliche Periode, wie folgende Zahlen dies zeigen

Tagliche Periode der Veranderlichkeit der relativen Feuchtigkeit in Triest

Stunde	2a	6	10	2p	6	10	Mittel	Amplitude
Jahr	9.3	9.7	11.9	11.8	10.1	9.1	10.3	2.9

Die Veranderlichkeit ist um Mittag am grossten, nachts am kleinsten Die mittlere Zunahme (von einem Tag zum nachsten) ist 11.1 Proz, die mittlere Abnahme 10.8

Die mittlere Dauer einer Zu- oder Abnahme der relativen Feuchtigkeit betragt etwas uber drei Tage Es gehen monatlich 9.4 Feuchtigkeitswellen uber Triest hinweg (im Sommer 10.0, im Fruhling 8.8) Auch bei diesen „Feuchtigkeitswellen" zeigt sich eine tagliche Periode Die Haufigkeit derselben ist um 6 h am grossten (die Wellen also am kurzesten) um 10 h abends am kleinsten [1])

Zweites Kapitel

Die ersten Erscheinungsformen des kondensierten Wasserdampfes.

I. Die Ursachen der Kondensation des Wasserdampfes.

Der in der Atmosphare vorhandene Wasserdampf verdichtet sich teilweise zu flussigem Wasser (oder Eis), wenn das Maximum der Dampfspannung fur die herrschende Temperatur uberschritten wird Dies wird fast ausschliesslich durch Abkuhlung der Luft und des Dampfes herbeigefuhrt, seltener und nur lokal durch eine Steigerung dieses Dampfdruckes uber dieses Mass hinaus Wenn eine Wasseroberflache, deren Temperatur hoher ist als die der uberlagernden Luft, verdampft, so entwickeln sich die Dampfe mit einer hoheren Spannung, als jener, welche dem Sattigungsdruck in der Luft entspricht und der sich entwickelnde Dampf kondensiert sich teilweise in Form von Nebeln Ebenso wurde gesattigter Wasserdampf durch Kompression teilweise kondensiert werden, aber ein solcher Vorgang kommt in der Atmosphare kaum jemals vor

Der Sattigungsdruck des Wasserdampfes ist in der Luft nahezu der gleiche wie im sonst leeren Raume, der Druck anderer Gase hat auf denselben keinen Einfluss,

[1]) Mazelle, Die tägliche Periode und Veränderlichkeit der relativen Feuchtigkeit zu Triest Sitzungsberichte der Akademie B CVIII Wien 1899.

er hängt nur von der Temperatur ab. Die häufigste und am meisten verbreitetste Ursache der Verdichtung des Wasserdampfes in der Luft ist, wie schon bemerkt, die Abkühlung desselben. Diese Abkühlung kann auf dreierlei Weise erfolgen:

1. Durch Wärmeausstrahlung oder Berührung mit kalten Körpern, 2. durch Ausdehnung ohne äussere Wärmezufuhr infolge rascher Abnahme des Druckes, 3. durch Mischung kalter und warmer Luftmassen.

1. Der erstgenannte Vorgang einer direkten Wärmeentziehung wäre der einflussreichste in Bezug auf Niederschlagsbildung, wenn er in erheblichem Masse auf grössere Luftmassen in Wirksamkeit treten würde. Da aber die Luft (auch wenn feucht) ein schlechter Wärmestrahler ist, so erkaltet sie nur in wenig mächtigen Schichten durch Wärmestrahlung gegen den erkalteten Erdboden oder gegen den Himmelsraum, und die aus dieser Ursache entstehenden Niederschläge sind deshalb unbedeutend und erstrecken sich nur auf Luftschichten von geringer Mächtigkeit (Nebelbildung über dem erkalteten Erdboden in heiteren Nächten, gelegentliche Bildung einer leichten gleichmässigen Wolkendecke namentlich in sonst klaren Winternächten). Dasselbe ist, und in noch höherem Masse, der Fall bei der Berührung der Luft mit dem kalten Boden oder mit kalten Gegenständen in derselben. Diese Erkaltung durch Kontakt erstreckt sich nur auf geringe Entfernung, der Wasserdampf schlägt sich dabei unmittelber an den kalten Körpern nieder (Taubildung, Nässen von Mauern und Steinen bei rasch eintretenden, warmen, feuchten Winden, nach starkem Frost im Winter, oder Eisüberzug derselben, eine Form der Glatteisbildung).

2. Wenn sich die Luft ausdehnt ohne äussere Wärmezufuhr, so erkaltet sie „dynamisch“, wie man kurz sagt. Da bei der Ausdehnung, Volumzunahme der Luft, gegen den äusseren Druck eine Arbeit geleistet werden muss, so verschwindet dabei jener Teil des mit dem Thermometer messbaren Wärmegehaltes der Luft, welcher dieser Arbeitsleistung äquivalent ist, die Temperatur sinkt.

So lange die Luft nicht gesättigt feucht ist und somit keine Verdichtung des Wasserdampfes zu Wasser bei der Ausdehnung eintritt, muss sie selbst die hierzu erforderliche Wärmemenge abgeben. Die Erkaltung beträgt dann (bei 760 mm äusserem Druck) für eine Ausdehnung um $^1/_{79}$ gerade 1^0 C.[1]) Die Ausdehnung erfolgt aber zumeist beim Aufsteigen von Luftmassen, in diesem Falle lässt sich das Gesetz der Wärmeabnahme in denselben einfach so aussprechen:

Aufsteigende trockene Luftmassen kühlen für je 100 m Emporsteigen um nahe 1^0 C. ab.

Die Begründung für dieses Gesetz findet sich in dem mathematisch-physikalischen Anhang dieses Buches.

Sobald aber die Luft gesättigt-feucht ist, wird bei der Abkühlung ein Teil des Wasserdampfes flüssig und dabei wird die der verdichteten Dampfmenge entsprechende Dampfwärme frei und vermindert die Abkühlung der sich ausdehnenden Luft. Es findet eine Wärmezufuhr statt, die der Ausdehnungsarbeit (Volumvergrösserung) entsprechende Wärmemenge wird zum Teil von der frei werdenden Dampfwärme bestritten, was die Abkühlung vermindert. Da bei gleicher Abkühlung gesättigt-feuchter Luft bei höheren Temperaturen mehr Dampf flüssig wird als bei niedrigeren (siehe S. 240), so ist auch die Abkühlung sich ausdehnender Luft von höherer Temperatur geringer als die jener von niedrigerer Temperatur. Da ferner ein Kubikmeter gesättigt-feuchter Luft bei gleicher Temperatur, z. B. 10^0, an der Erdober-

---

[1]) Allgemeiner: Die Temperaturänderung dt ist $= 79 (db : b)$, wenn db die Druckabnahme, welche ja die Voraussetzung der Ausdehnung ist.

fläche bei 760 mm Druck 1.241 kg wiegt, in 3000 m aber bei 525 mm Druck nur 0.856 kg, so muss die gleiche Wärmezufuhr (gleiche Abkühlung und Kondensationsmenge) in grösseren Höhen eine geringere Wärmeabnahme bewirken, als an der Erdoberfläche.

Bei Abkühlung eines Kubikmeters gesättigt-feuchter Luft um 1° werden kondensiert:

Niederschlagsmenge in Gramm pro 1° Temperaturabnahme

Temperatur	—15	—10	—5	0	5	10	15	20	25	30
Niederschlag	0.12	0.17	0.25	0.33	0.43	0.57	0.75	0.98	1.25	1.59

Wird also gesättigt feuchte Luft von 15° um 1° abgekühlt, so liefert sie einen dreimal stärkeren Niederschlag als solche von — 5° bei gleicher Erkaltung. Im selben Masse wächst auch die dabei frei werdende Dampfwärme. Um gesättigt-feuchte Luft von 15° um 1° abzukühlen, muss derselben demnach eine beträchtlich grössere Wärmemenge entzogen werden, als jener von — 5°. Umgekehrt kühlt die gleiche Wärmeentziehung die wärmere gesättigt-feuchte Luft weniger ab als kältere. Diese Verhältnisse spielen bei atmosphärischen Vorgängen eine erhebliche Rolle.

Atmosphärische Vorgänge, bei denen die Luft ohne Wärmezufuhr sich ausdehnt und dabei abkühlt. Eine Abkühlung der Luft durch Ausdehnung ohne Wärmezufuhr (die sog. adiabatische Druckänderung) kann erstlich eintreten bei rascher Luftdruckabnahme. Da aber ein Barometersturz von, sagen wir, 20 mm innerhalb 24 Stunden nur in gewissen Gegenden in seltenen Fällen eintritt und derselbe doch nur eine Temperaturabnahme von 2° während eines ganzen Tages zur Folge haben kann, welche gegenüber den steten Temperaturänderungen aus anderen Ursachen zurücktritt, so wird diesem Vorgang keine erhebliche Rolle bei der Niederschlagsbildung zuerkannt werden können [1]. Dagegen mag dieselbe im Innern heftiger atmosphärischer Wirbel (Tromben, Wasserhosen), wo die Druckabnahme vielleicht das Doppelte und Dreifache des oben angenommenen Betrages erreichen kann, namentlich in heissen Ländern die gesättigt-feuchte Luft zur Wolkenbildung veranlassen und manche Begleiterscheinungen dieser Wirbel erklären.

Der zweite Vorgang, bei dem die Luft durch Ausdehnung sich stark abkühlt, ist eine aufsteigende Bewegung derselben. Dieser Vorgang spielt die allerwichtigste und allgemeinste Rolle bei der Niederschlagsbildung. Auf die verschiedenen Ursachen der aufsteigenden Luftbewegung, dem freien Aufsteigen in atmosphärischen Wirbeln, dem gezwungenen, wo Luftströmungen gegen ein Gebirge oder eine Landerhebung überhaupt wehen, kann an dieser Stelle nicht weiter eingegangen werden. Dagegen muss das Mass der Abkühlung beim Aufsteigen festgestellt werden. Indem die Luft aufsteigt, kommt sie unter einen niedrigeren Druck, dehnt sich der Druckabnahme entsprechend aus und kühlt dabei ab. Tritt keine Kondensation ein, so entspricht einer Druckabnahme von ca. 10 mm eine Temperaturabnahme um 1°, wie schon oben angeführt worden ist. Diese Druckabnahme tritt aber ein bei einer Erhebung der Luft um ca. 100 m und es bleibt diese Höhenstufe für eine Temperaturabnahme um 1° in allen Niveaus konstant, weil in gleichem Masse,

[1] J. Herschel meinte im Gegenteil diesen Niederschlägen, die er „barometric fog" nannte, einige Bedeutung zuschreiben zu dürfen. In hohen Schichten der Atmosphäre kann bei der gleichförmigen Temperatur derselben, falls sie dem Sättigungszustand nahe sind, wohl leichter auf diesem Wege Kondensation und Nebel- und Wolkenbildung (Schichtwolke, stratus) eintreten. Herschel beschreibt diese Nebel sehr gut: „Sie kommen plötzlich, ohne ersichtliche Ursache, nicht mit dem Wind von ferne her. Sie sind nicht auf die unteren Schichten beschränkt, sondern bilden sich plötzlich bis zu grossen Höhen. Sie lösen sich nicht in Regen auf, sondern verschwinden, wenn das Wellenthal der barometrischen Welle vorübergezogen ist." Meteorology S. 94.

in welchem die Druckabnahme pro 100 m Erhebung mit der Höhe kleiner wird, auch der Luftdruck sinkt.[1])

Sobald aber die Luft so weit abgekühlt ist, dass der Wasserdampf sich teilweise zu kondensieren anfängt, wird die Temperaturabnahme für gleiche Ausdehnung oder Druckabnahme, d. i. für ein gleiches Mass des Emporsteigens kleiner, wie oben schon erläutert worden ist. Die Theor e giebt folgendes Mass der Wärmeabnahme beim Emporsteigen um je 100 m für die bei verschiedenen Temperaturen gesättigt-feuchte Luft.[2]) Die Ableitung der Tafelwerte ist im Anhange zu finden. Nach dem früher Gesagten ist es verständlich, dass bei höherer Temperatur, sowie in höheren Niveaus aufsteigende Luftmassen eine langsamere Wärmeabnahme zeigen.

Temperaturabnahme pro 100 m Aufsteigen gesättigt-feuchter Luft.

Seehöhe in Meter.[3])	Luft-druck	Anfangstemperatur									
		—10	—5	—0	0	5	10	15	20	25	30
20	760	·76	·69	·63	·65	60	·54	·49	·45	·41	·38
680	700	·74	·68	·62	·64	·59	·53	·48	·44	·40	·37
1910	600	·71	·65	·58	·60	·55	·49	·44	·40	·37	—
3360	500	·68	·62	·55	·57	·52	·46	·41	·38	—	—
5150	400	·63	·57	·50	·52	·47	·42	·38	—	—	—
7430	300	·57	·51	·44	·46	·42	—	—	—	—	—
10670	200	·49	·43	·38	·40	--	—	—	—	—	—

Ein Beispiel mag zeigen, wie gross die Niederschlagsmengen sein können, welche durch solche feuchte aufsteigende Luftströmungen entstehen können. Steigt z. B. Luft, die bei 10° oder 25° mit Wasserdampf gesättigt ist, um 100 m vom Meeresniveau auf, so kühlt sie um 0.54 oder 0.41° ab und es kondensiert sich dabei (S. 240) pro Kubikmeter eine Dampfmenge von 0.31 oder 0.51 Gramm. In der Höhe von 1000 m würde die Luft mit einer Temperatur von ca. 10° —5.4° und 25° —4.1°, d. i. mit 4.6° und 21° ankommen, rechnet man mit diesen Temperaturen wie früher, so erhält man in diesem Niveau Niederschläge von 0.27 und 0.44 Gramm, im Mittel demnach für das Höhenintervall von 1000 m einer kondensierten Wassermenge von durchschnittlich 0.29 und 0.47 Gramm pro Kubikmeter für je 100 m Aufsteigen, also 2.9 und 4.7 Gramm für die ganze Höhe. Findet gleichmässiger Luftzufluss von unten statt, so fällt aus der 1000 m mächtigen aufsteigenden Luftmasse eine Wassermenge von 2.9 und 4.7 kg in einer Zeit heraus, welche die aufsteigende Luft braucht, um 1000 m emporzusteigen. Da ein Kilogramm Wasser pro Quadratmeter eine Wasserschicht von 1 mm giebt, entspricht dies einem Niederschlag von 2.9 und 4.7 mm in der Zeit von ca. 8 Minuten, wenn die Geschwindigkeit des Aufsteigens der Luft etwas über 2 m pro Sekunde beträgt. In einer Stunde 20 Minuten gäbe dies schon 29 und 47 mm Regenhöhe, also sehr starke Platzregen. Die vertikale Mächtigkeit der in aufsteigender Bewegung begriffenen gesättigt-feuchten Luftmassen ist aber oft eine viel grössere und kann 2—3 km betragen. Die dabei entstehenden Niederschläge können deshalb auch sehr hohe Beträge erreichen.

3. Abkühlung der Luft durch Mischung mit kälteren Luftmassen. Wenn zwei gesättigt-feuchte Luftmassen von verschiedener Temperatur sich miteinander mischen, so muss stets ein Niederschlag eintreten, ein Teil des Wasserdampfes der wärmeren Luftmasse geht in den tropfbar-flüssigen Zustand über. Es ist aber nicht einmal nötig, dass die sich mengenden Luftmassen gesättigt-feucht sind, um einen Niederschlag zu geben. Diese Fälle sind erst von W. v. Bezold überhaupt und genauer untersucht worden.[4])

---

[1]) Siehe die Gleichung auf S. 239. Da $dh = (7991 : b)\,db$, so kommt, wenn dieser Wert von db in selbe eingesetzt wird, $dt = dh : 101.4$, also stets nahe 1° pro ca. 100 m.

[2]) Siehe Hann, Die Gesetze der Temperaturänderung in aufsteigenden Luftströmungen. Met. Z. B. IX. 1874. S. 326.

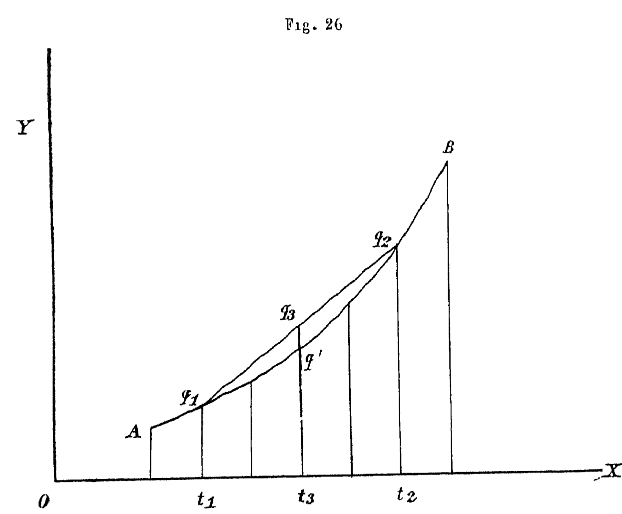
[3]) Für 0° Luftwärme also genähert. Die Unterschiede der Wärmeabnahme bei —0 und +0 kommen auf Rechnung der Flüssigkeitswärme des Wassers, beim Gefrieren werden noch 80 Kalorien frei neben der Dampfwärme.

[4]) W. v. Bezold, Zur Thermodynamik der Atmosphäre. III. Mitteilung: Luftmischung. Sitzungsberichte der Berliner Akad. XIX. 1890. S. 355.

Dass zwei gesättigt-feuchte Luftmassen sich nicht mischen können ohne einen Niederschlag zu geben, wird unmittelbar aus dem folgenden Diagramm (Fig 26) ersichtlich. Die Kurve AB stellt die Änderung der maximalen Dampfmengen im Kubikmeter Luft mit Änderung der Temperatur dar Auf der Abscissenachse sind die Temperaturen aufgelegen, die zugehörigen maximalen Dampfmengen als Ordinaten, durch deren Verbindung die gegen die Abscissenachse konvexe Kurve AB sich ergiebt q_1 und q_2 sind die zu den Temperaturen t_1 und t_2 gehörigen maximalen Dampfmengen

Mischen sich gleichgrosse gesättigt-feuchte Luftvolumina von den Temperaturen t_1 und t_2, so ist die Mischungstemperatur (vor der Kondensation des Dampfes) $(t_1 + t_2)$ 2, die in dem Gemenge vorhandene Dampfmenge ist $q_3 = (q_1 + q_2) \cdot 2$, q_3 fällt dann, wie leicht ersichtlich, stets ausserhalb der Kurve der möglichen maximalen Dampfspannung AB bei der mittleren Temperatur des Gemenges t_3, es muss deshalb eine Dampfmenge $q_3 - q'$, welche durch die ausserhalb der Kurve AB liegende Strecke der Ordinate q_3 repräsentiert wird, im flüssigen Zustande ausgeschieden werden

Fig. 26



Diese Überlegung bildete die Grundlage der sog Huttonschen Regentheorie, welche lange Zeit die herrschende war [1]) Man vermeinte fast alle Niederschläge auf diesem Wege erklären zu können Allerdings hatte schon die bekannte Thatsache, dass gerade in der Äquatorialregion die stärksten Regengüsse fallen, wo von einer Mischung kalter und warmer Luftströmungen nicht die Rede sein kann, Bedenken gegen diese Theorie erregen sollen Die Bedenken kamen aber zuerst von theoretischer Seite Man hatte nämlich bei der Berechnung der Niederschläge, die auf diese Weise entstehen können, auf die bei der Kondensation des Wasserdampfes frei werdende Dampfwärme gar keine Rücksicht genommen oder selbe nur erwähnt, ohne zu versuchen, deren Wirkung durch Rechnung in Betracht zu ziehen. Sowie man dieselbe in Rechnung stellt, ergiebt sich sogleich, dass durch die Mischung verschieden temperierter gesättigt-feuchter Luftmassen nur sehr geringfügige Niederschläge entstehen können, so dass man durch dieselbe kaum unsere gewöhnlichen Sommerregen, geschweige denn Gewitterregengüsse und auf keinem Falle die Tropenregen erklären kann

Wettstein hat die erste Anregung dazu gegeben, indem er durch ein Rechenexempel das Ungenügende der Huttonschen Regentheorie nachgewiesen hat Es dient zur Klarlegung der Vor

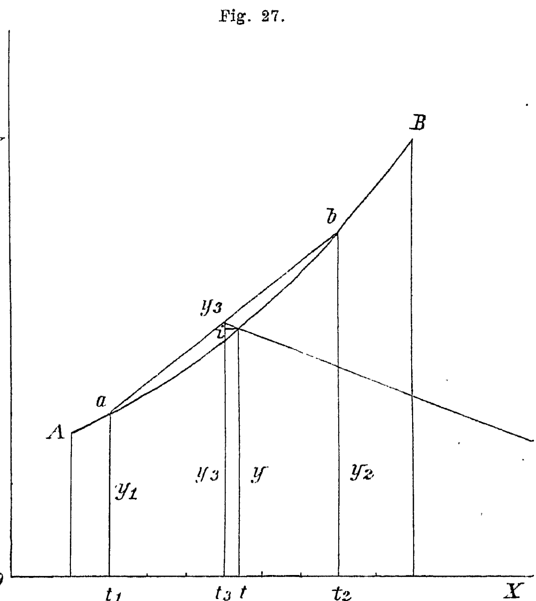
[1]) James Hutton in Edinburgh Trans I für 1788 S 41 Edinburgh 1808 In allen älteren meteorologischen Schriften bis gegen Ende 1874 wird der Vermischung feuchter Luftmassen nach Hutton die Hauptursache der Niederschläge zugeschrieben Man vergleiche Dove, Meteorologische Untersuchungen Berlin 1837 IV Hydrometeore Schmidt, Lehrbuch S 678 etc

gänge bei der Entstehung der Niederschläge, wenn wir bei Wettsteins Rechnung einige Augenblicke verweilen.[1])

Nehmen wir den extremen, günstigsten Fall, der in der Natur wohl nie vorkommen kann, dass sich gesättigt-feuchte Luft von 0° mit solcher von 25° und zwar zu gleichen Teilen mischt, dann ist pro Kubikmeter $q_1 = 4.9$ Gramm, $q_2 = 22.8$, der mittlere Wasserdampfgehalt der Mischung 13.85 Gramm, die mittlere Temperatur 12.5°. Bei dieser Temperatur kann aber die Luft bloss 10.94 Gramm Wasserdampf pro Kubikmeter enthalten, es müssen demnach 2.9 Gramm pro Kubikmeter kondensiert werden. Dabei wird aber so viel Dampfwärme frei[2]), dass das Gemenge auf eine Temperatur von etwas über 18° erwärmt würde. Bei dieser Temperatur kann die Luft jedoch 15.3 Gramm Wasserdampf enthalten, sie wäre demnach bei der vorhandenen Dampfmenge von 13.8 nicht einmal gesättigt-feucht. „Es folgt daraus, dass durch Mischung gar kein Niederschlag entstehen kann" (Wettstein). So käme man zur gänzlichen Verwerfung der Huttonschen Regentheorie.[3])

Dieser Einwurf gegen die Huttonsche Theorie schwindet, wenn man sich klar macht, dass ja nicht die ganze oben berechnete Wasserdampfmenge kondensiert werden muss, sondern eben infolge der frei werdenden Dampfmenge eine viel kleinere, welche eine faktische Abkühlung unter die Temperatur der maximalen Dampfspannung zulässt.

Fig. 27.



Für die direkte Berechnung der durch die Mischung zur Kondensation gelangenden Dampfmenge ist noch kein einfacher Weg gefunden worden, dagegen hat v. Bezold ein graphisches Verfahren angegeben, welches alle dabei in Betracht kommenden Fragen und Aufgaben zu lösen vollkommen geeignet ist.[4])

Man konstruiert sich ein Diagramm (s. Fig. 27) analog dem vorigen, aber mit den maximalen Dampfmengen pro Kilogramm feuchter Luft (y). Wenn man dann durch den Endpunkt der Ordinate $(y_1 + y_2) : 2 = y_3$ eine Gerade zieht, die mit der Abscissenachse einen Winkel α von 21°, oder mit der Ordinate y_3 einen Winkel von 69° bildet, so schneidet dieselbe die Kurve der maximalen Dampfmengen AB in einem

---

[1]) Wettstein, Die Beziehung der Elektrizität zum Gewitter. Züricher Vierteljahrsschrift. XIV. Jahrg. 1869. Hann in Met. Z. IX. 1874. S. 294 etc.

[2]) Die freiwerdende Dampfwärme ist $2.9 \times 0.6 = 1.74$ Kilogramm-Kalorien; um 1 kg Luft um 1° zu erwärmen, sind 0.238 Kalorien nötig, somit für einen Kubikmeter, der 1.293 rund wiegt, 0.31 Kalorien. Das Kilogramm Luft wird somit durch 1.74 Kalorien um 1.74 : 0.31, d. i. 5.6° erwärmt.

[3]) Wettstein nimmt dann, um die faktische Niederschlagsbildung zu erklären, an, die frei werdende Dampfwärme werde sogleich in Elektrizität umgesetzt und sah darin die Erklärung der Gewitterelektrizität. Der Physiker A. Baumgartner hatte schon früher dasselbe angenommen. Welche Schwierigkeiten man früher fand, die bei der Kondensation des Wasserdampfes frei werdende Wärmemenge wegzuschaffen, um die Niederschlagsbildung zu ermöglichen, zeigt auch Müllers „Kosmische Physik". IV. Auflage. 1875. S. 730. Auch Espy hat, gestützt auf eine ähnliche Rechnung wie Wettstein, die Huttonsche Regentheorie verworfen. Philosophy of Storms, und Fourth, Met. Report. Washington 1857. S. 61, § 87.

[4]) W. v. Bezold, Zur Thermodynamik der Atmosphäre. III. Berliner Berichte. XIX. 1890. S. 364 etc. Auf genähertem Wege habe ich zuerst die in vorliegendem Falle kondensierte Dampfmenge berechnet. (Über den Einfluss des Regens auf den Barometerstand und die Entstehung der Niederschläge. Met. Z. IX. 1874. S. 295.) Später hat dann J. M. Pernter eine direktere Lösung der vorliegenden Aufgabe versucht. (Berechnung der Niederschlagsmengen bei Mischung feuchter Luftmassen. Met. Z. XVII. 1882. S. 421.)

Punkte, dessen Ordinate y der möglichen Dampfmenge nach der Mischung entspricht. Die kleine Strecke $y_3 - y$ ist somit die kondensierte Dampfmenge und t die Temperatur des Gemenges nach der Mischung [1]).

Sind die Luftmassen, welche sich mischen, nicht mit Feuchtigkeit gesattigt, so liegt die Gerade a b ganz oder teilweise unterhalb der Sattigungskurve AB, im ersteren Falle kann bei der Mischung keine Kondensation eintreten, schneidet aber die Gerade a b die Sattigungskurve, so kann unter gewissen Bedingungen eine Kondensation eintreten. v. Bezold hat in der citierten Abhandlung alle dabei in Betracht kommenden Fragen und Aufgaben auf graphischem Wege in einfacher Weise gelost.

Kehren wir zu unserem Beispiel zurück, so ergiebt die Rechnung oder die Konstruktion, dass, wenn zwei gesattigt-feuchte Luftmassen von 0° und 25° sich zu gleichen Teilen mischen, in jedem Kubikmeter 1.22 Gramm (im Kilogramm 0.94) kondensiert werden, die Temperatur des Gemenges ist dann 14.9° (statt 12.5 ohne Kondensation), und die Luft bleibt bei dieser Temperatur gerade noch gesattigt, wie es sein muss [2]).

Fände also diese Mischung in einer 1000 m machtigen Luftschicht statt, so gabe dies einen Niederschlag von 1220 Gramm pro Quadratmeter oder 1.2 mm Niederschlagshohe. Mischungen von Luft von 25° und 0° kommen in der Natur wohl nie vor. Aber schon die Annahme von 25° und 10° giebt bloss 0.5 mm Niederschlagshohe und diese Annahme ist noch extrem. Die wirklich in der Natur vorkommenden Mischungsvorgange, die sich ja auch stets nur in wenig machtigen Luftschichten abspielen, konnen nur geringfugige Niederschlage, meist nur Wolkenbildungen, zur Folge haben.

Wenn Luft, die bei 25° mit Wasserdampf gesattigt ist, um 600 m emporsteigt, giebt sie schon dieselbe Niederschlagsmenge, als wenn sie mit gesattigter Luft von 0° zu gleichen Teilen gemengt wurde. Der erstere Vorgang kommt haufig vor und die feuchte Luft kann 2000 und 3000 m emporsteigen und dementsprechend starkere Niederschlage geben, der letztere Vorgang (der Mischung) aber kommt in der Natur mit solchen Temperaturunterschieden im Grossen nicht vor.

Die folgende kleine Tabelle, welche ein Auszug aus einer von Bezold aufgestellten grossen Tabelle ist, giebt eine Vorstellung, wie geringfügig selbst in den gunstigsten Fallen die durch Mischung entstehenden Niederschlage ausfallen.

Bezold zeigt ferner, dass Mischungen gesattigter warmer mit ungesattigter kuhler Luft weit leichter zu Kondensationen Veranlassung geben konnen, als solche von gesättigter kuhler mit trockener warmer Luft. Im allgemeinen ergiebt sich das auch

---

[1]) Die Konstruktion ist die gleiche, wenn die sich mengenden Luftmassen ungleich sind, also die Temperatur des Gemenges vor der Kondensation nicht $(t_1 + t_2):2$ ist, dann ist der Punkt, der bei uns einfach $(y_1 + y_2):2$ war, ein anderer, dem Mischungsverhältnis entsprechender Punkt der Geraden a b.

Der Winkel α ergiebt sich aus folgender Gleichung. Wenn die im Kilogramm feuchter Luft zur Kondensation gelangende Dampfmenge mit dy bezeichnet wird, mit r die dabei frei werdende Dampfwärme, mit c die spezifische Warme der feuchten Luft, mit dt die Temperaturänderung, welche der Kondensationsmenge dy entspricht, so hat man (da es sich um die Erwärmung von 1000 Gramm Luft handelt)

$$1000\, c\, dt = -r\, dy, \text{ somit } y' - y = \frac{10^3 c}{r} (t - t')$$

$y' - y$ ist die zur Kondensation gelangende Dampfmenge, t die Temperatur des Gemenges nach der Kondensation, t' jene vor der Kondensation. Aus dem Diagramm ergiebt sich

$$y' - y = y_3 - y = \sin \alpha,\ t - t' = t_3 - t = \cos \alpha,$$

somit $\tang \alpha = \frac{10^3 c}{r}$. Da c rund zu etwa 0.24 angenommen werden kann, r zu rund 600 Kalorien uber und zu 680 Kalorien unter dem Gefrierpunkt, so hat man zur Bestimmung des Winkels α die Gleichungen

$$t > 0 \quad \tang \alpha = \frac{240}{600} \qquad \text{und} \qquad t < 0 \quad \tang \alpha = \frac{240}{680}$$

also α gleich 21° für $t > 0$ und 19.4° für $t < 0°$.

Alle zur Bestimmung der kondensierten Dampfmengen zu konstruierenden Geraden sind demnach Parallele, nur für die Temperatur unter Null etwas schwächer geneigt. Die Konstruktionen sind demnach sehr einfache. Um die kondensierten Dampfmengen sicher dem Diagramm entnehmen zu konnen, muss man dasselbe, wie man sieht, in grossem Massstabe ausfuhren.

[2]) 1.22 × 0.6 = 0.732 Kalorien, dividiert durch 0.31, wie vorhin, giebt eine Temperaturerhohung von nahe 2.4°, Endtemperatur somit 14.9, Sättigungsmaximum 12.66 Gramm, was mit 13.85 — 1.22 genugend stimmt.

Niederschlagsmenge in Gramm aus einem Kilogramm Luft bei Mischung gesättigt-feuchter Luftmassen von der Temperatur t_1 und t_2 im günstigsten Mischungsverhältnis $m_1 : m_2$, ferner die Endtemperatur t der Mischung.

		Luftdruck 700 mm				Luftdruck 400 mm			
t_1	t_2	Niederschlagsmenge (Gramm)	t	Mischungsverhältnis $m_1 : m_2$		Niederschlagsmenge (Gramm)	t	Mischungsverhältnis $m_1 : m_2$	
—20	0	0·4	— 9	102	98	0·50	— 9·5	108	92
—10	10	0·55	1·0	106	94	0·75	1·2	110	90
0	20	0·75	11·0	108	92	—	—	—	—
—20	—10	0·04	—15·5	57	43	0·12	—15·5	58	42
—10	0	0·11	— 4·0	43	57	0·17	— 4·5	50	50
0	10	0·19	5·0	54	46	0·20	6·0	47	53
10	20	0·21	14·5	55	45	—	—	—	—

aus den Zahlen auf S. 240 und daraus, dass die Kondensationsprodukte kühler Luft in warmer Luft rasch wieder aufgezehrt werden, aber nicht so leicht umgekehrt.

Ist feuchter Luft mechanisch Wasser beigemengt (wie in den Wolken) und mengt sich selbe mit wärmerer Luft (oder wird direkt erwärmt durch Strahlung), so kann ein Teil des suspendierten Wassers zur Verdunstung kommen und dadurch sogar eine Abkühlung hervorgerufen werden. Ist derartige Luft ungesättigt (was vorkommen kann), so tritt diese Temperaturerniedrigung selbst bei Beimengung (in gewissen Verhältnissen) gesättigter wärmerer Luft ein, ist sie aber dampfgesättigt, dann muss die beigemengte Luft einen gewissen Grad der Trockenheit besitzen. Gemische von Wasser und ungesättigter Luft müssen, sich selbst überlassen, sich abkühlen und zwar um so stärker, je weiter der Dampf vom Sättigungspunkte entfernt und je mehr tropfbares Wasser oder Eis beigemengt ist. Diese von Bezold nachgewiesenen Sätze erklären manche Erscheinungen in der Wolken- oder Nebelluft.

Die niedrigere Temperatur in den oberen Teilen einer sich auflösenden Nebelschicht findet in diesen Sätzen eine Erklärung. Wirkt die Sonne auf die obere Begrenzung des Nebels, so tritt zuerst dicht darüber eine relative Trockenheit ein, und selbe wird sich auch nach unten bis zu einer gewissen Tiefe geltend machen. Dadurch kann die Verdunstung mehr beschleunigt werden, als es der Wärmezufuhr durch direkte Strahlung entspricht, und die Temperatur muss sinken. Manche Beobachtungen scheinen dafür zu sprechen, dass dieser Vorgang in der That sich an der oberen Nebelgrenze zuweilen einstellt.[1])

II. Die Niederschlagsformen des Wasserdampfes an der Erdoberfläche selbst und an den Gegenständen auf derselben. Tau und Reif. Glatteis.

Erkalten die Gegenstände an der Erdoberfläche und diese selbst unter den „Taupunkt" der Luft, so kondensiert sich auf ihnen der Wasserdampf in flüssiger oder fester Form, als Tau oder Reif. Die Temperatur der Sättigungsgrenze (oder der Sättigungsspannung) des Wasserdampfes hat ja von diesem Vorgang geradezu ihren Namen. So wie sich auf der Aussenfläche eines Glases kalten Wassers im Sommer der Wasserdampf der Luft in kleinen Tropfen kondensiert, die schliesslich sogar zusammenfliessen, so erfolgt dies auch namentlich auf den Blättern der Bäume und auf den Gräsern der Wiese in heiteren Nächten, wenn dieselben durch ihre starke Wärmeausstrahlung unter den Taupunkt der Luft sich abgekühlt haben.

---

[1]) W. v. Bezold in der citierten Abhandlung. S. 379—383.

Es bildet sich dabei keine neblige Trübung der Luft, der Wasserdampf wird nur an den Berührungsstellen mit den erkalteten Oberflächen zu kleinen Wassertropfen verdichtet.

Taubildung Alle Umstände, welche die nächtliche Wärmeausstrahlung begünstigen, sowie jene, welche die absolute aber zugleich auch die relative Feuchtigkeit der Luft erhöhen, begünstigen die Stärke der Taubildung Dieselbe kann schon am Abend, an schattigen Stellen sogar schon vor Sonnenuntergang beginnen, und die Nacht hindurch bis Sonnenaufgang andauern, wenn die Umstände günstig sind Jene Körper, welche die besten Wärmestrahler aber zugleich auch schlechte Wärmeleiter sind, oder sonst geringe Wärmezufuhr gegen die Oberfläche erfahren, betauen sich am stärksten Baumblätter sowie Gras sind sehr gute Wärmestrahler, sie erreichen fast die Strahlung des Russes, kühlen daher bei Nacht am stärksten unter die Lufttemperatur ab (bis zu 6—8°) und betauen sich daher am stärksten [1])

Die Unterschiede des Grades der Betauung von Holz, Steinen, Erde etc erklären sich aus den Unterschieden der Wärmestrahlung derselben und der Wärmezufuhr gegen die erkaltete Oberfläche

Im Sommer ist der Tau natürlich caeteris paribus stärker als im Winter, in heissen feuchten Gegenden stärker als in kalten und trockenen, am stärksten auf tropischen Inseln und an tropischen Küsten, wo der Tau am Morgen wie Regentraufe von den Bäumen (selbst von Dächern) herabfliessen und den fruhen Wanderer ganz durchnässen kann Auch in unseren Gebirgsthälern ist derselbe nach heiteren klaren Sommernächten, namentlich wenn Regen vorausgegangen, sehr reichlich

In bewölkten Nächten, besonders wenn die Wolken niedrig sind, kann der Tau ganz fehlen, ebenso bei trockener Luft und stärkeren trockenen Winden Schlägt stilles heiteres Wetter bei Nacht in windiges trübes um, so hört die Taubildung ganz auf und es verdunstet auch der schon gebildete Tau

Die erste zutreffende Erklärung des Taues hat Wells gegeben, gestützt auf Beobachtungen in der Nähe von London Die Untersuchungen von Melloni haben dieselbe weitergefördert, in letzterer Zeit namentlich die Beobachtungen von Glaisher, Rubenson, Hamberg, Aitken, Homén etc [2])

Indem Wells feststellte, dass die bei der Taubildung beobachtete Temperaturerniedrigung eine Folge der nächtlichen Wärmeausstrahlung und der Tau eine Folgeerscheinung der letzteren sei, nicht aber umgekehrt der Tau die Ursache der Kälte, wie man vor ihm meinte, wurde er der Begründer der richtigen Theorie der Taubildung und seine Untersuchungsmethode ein Muster für naturwissenschaftliche Forschungen überhaupt. Die nächtliche Erkaltung des Bodens und der Pflanzen etc kühlt aber auch die damit in Berührung stehende Luft ab, und die Lufttemperatur nimmt deshalb in Taunächten in der Nähe des Bodens besonders auffallend nach oben hin zu, worauf später Melloni den Nachdruck legte

Folgende Beobachtungen von Glaisher zeigen recht schön die Temperaturschichtung in klaren Nächten über Gras Differenzen gegen die Angaben eines Thermometers in Beschirmung

	Boden in 2 5cm Tiefe	Bodenoberfläche selbst	Temperaturunterschiede Höhe über dem Rasen in Centimeter									
			2 5	5	8	15	31	61	122	183	245	370
Temperaturdifferenz	+1 0	—0 9	—3 1	—2 7	—2 2	—1 3	—0 6	—0 4	—0 3	—0 2	—0 1	0 0

[1]) Vergl die Beobachtungen von J Glaisher in Phil Transact 1817

[2]) Two Essays by the late Wells London 1818 W Ch Wells, An Essay on dew Edited by Casella London 1866 Longmanns Mit wertvollen Zusätzen von Strachan — Melloni, Pogg Ann LXXI S 116, 424, und LXXIII. S 467 — Jamin, Complements à la théorie de la rosee Journal de Physique VIII S 41 — J Aitken, On Dew Trans R Soc Edinburgh XXXIII Part I 2 Nature Vol 33 pag 256 — Ch Tomlinson, Remarks on a new Theory of Dew Philos Mag 1886 V Ser Vol 21 S 483 Vol 22 S 270 —

Hamberg fand (Sommer) ähnliche Differenzen zwischen den Angaben von Thermometern am Boden und in 3, 13, 32½ und 52 cm Höhe. Diese Differenzen sind um Sonnenuntergang am grössten und nehmen gegen Morgen hin ab.

Stunde	9h p	10h	11h	12h p	1h	2h	3h	4h am
Differenz 52—0 cm	2.6	1.6	1.5	1.5	1.7	1.4	1.1	0.9

Auch H. Alvord (in Amerika) konstatierte, dass die Temperatur des Bodens selbst in geringer Tiefe sowie unmittelbar über dem Boden im Grase stets höher war, als 10 cm darüber; auf freiem Boden ist dieser Temperaturunterschied kleiner.[1])

Sehr lehrreich sind die Beobachtungsergebnisse von Rubenson:

	Kein Tau	Beginn des Tauens	Starker Tau
Unterschied zwischen 122 cm und Boden			
Temperatur	2·4	3·4	3·9
Dampfdruck	—0·4	0·1	0·8
Temperaturänderung pro Stunde			
122 cm	—1·74	—1·95	—2·18
Boden	—1·78	—1·98	—1·53
Relative Feuchtigkeit			
122 cm	61	70	79
Boden	73	88	95

Sowie der Taufall eingetreten, sinkt die Temperatur am Boden weniger oder gar nicht mehr. Dasselbe zeigten Jamin und Hamberg. Letzterer fand bei Reifbildung, dass die Temperatur bis zu und unter —2° sinken kann, ohne dass Reif erscheint, sowie aber der Reif sich bildet, steigt die Temperatur gleich[2]) auf 0°, ja selbst darüber! Es ist die freiwerdende Dampfmenge, welche der weiteren Abkühlung entgegenwirkt.

Der Dampfdruck nimmt in Taunächten nach oben hin zu, während er in Nächten ohne Tau wie bei Tag am Boden am grössten ist und nach oben abnimmt. Man darf aber nicht, wie dies früher meist angenommen worden ist, die Abnahme der absoluten Feuchtigkeit nach dem Abendmaximum der Taubildung zuschreiben (Hamberg). Homén fand bei seinen Beobachtungen (Finland im Hochsommer), dass auf unbewachsenem Boden die Temperatur bei Nacht selten unter den Taupunkt der Luft fiel, daher fehlte daselbst der Tau.

Über die Quelle der Feuchtigkeit, welche den Tau liefert, hat sich eine lebhafte Diskussion entsponnen, wozu namentlich Aitken Veranlassung gegeben hat. Aitken leitet den Tau nur von der Bodenfeuchtigkeit, sowie von Wasserexhalationen der Pflanzen selbst her, in ersterer Beziehung stimmt ihm auch Wollny bei. Ch. Tomlinson trat seinen Anschauungen entgegen. Auch nach Badgley[3]) stammt der Tau zumeist vom „Erddampf".

Russel, Nature. Vol 47. S. 210; auch Met. Z. 1893. S. 390. — Homén, Bodenphysikalische und meteorologische Beobachtungen. Berlin 1894. III. Taubildung. S. 88 etc. — Rubenson, Die Temperatur- und Feuchtigkeitsverhältnisse in den unteren Luftschichten bei der Taubildung. Met. Z. XI. 1876. S. 65. — H. E. Hamberg, Témp. et humidité de l'air à differentes hauteurs à Upsal. Soc. R. des Sciences d'Upsal 1876. Referat Met. Z. XII. 1877. S. 105.

[1]) Observations on the formation of Dew, at Houghton farm N-York, summer 1884, by Henry E. Alvord. Proc. American Association. 35th Meeting. Buffalo. Aug. 1886. S. 113.

[2]) Man sehe die sehr interessanten Beobachtungsreihen auf S. 29 u. 30 der citierten Abhandlung.

[3]) Badgley, Quart. Journ. R. Met. Soc. XVII. 1891. S. 80. — Wollny s. Met. Z. 1892. Litteraturbericht S. 93/94.

Dass ein Teil des Wasserdampfes, der im Tau kondensiert erscheint, aus dem Boden stammt, ist stets angenommen und kaum je bestritten worden. Der Boden ist schon in sehr geringer Tiefe bei Nacht wärmer als die Luft unmittelbar über dem Boden, die Bodenluft steigt daher empor und ebenso der Wasserdampf. Der feuchte Erdboden ist ja eine Hauptquelle des Wasserdampfgehaltes der unteren Luftschichten, und dieser nimmt mit der Höhe ab. Es kann deshalb gar kein Gegenstand eines Streites sein, dass ein Teil des Taues von der Bodenfeuchtigkeit herstammt. Ebenso wenig aber kann ernsthaft bestritten werden, dass auch die schon vorhandene Luftfeuchtigkeit selbst einen erheblichen Anteil an der Taubildung hat, denn die Luft ist häufig bis zu grösseren Höhen so weit mit Wasserdampf gesättigt, dass die in selbe hineinragenden Gegenstände, infolge ihrer nächtlichen Erkaltung unter die Lufttemperatur, den Wasserdampf der Luft kondensieren müssen. Es werden ja auch die Dächer nass vom Tau in ganz heiteren feuchten Nachten (ohne Nebelbildung) oder bereifen sich [1], in feuchten Klimaten bis zur Dachtraufe, bei fehlendem Nebel. Es müsste ja auch wunderbar erscheinen, wenn eine Kondensation der Luftfeuchtigkeit nicht stattfände. Die Ansicht, dass die Luftfeuchtigkeit keinen oder nur einen sehr geringen Anteil an der Taubildung habe, muss deshalb zurückgewiesen werden.

Homén findet im Gegenteile, dass, wenn Tau in grösserer Menge abgesetzt wird, derselbe zum grossen Teile aus der Luftfeuchtigkeit stammt. „Der Luft- und Wassergehalt des Bodens reicht nicht aus für die Wassermenge, die der Tau liefert (die, wenn reichlich gleich einem Niederschlag von 0.1 bis 0.2 mm Höhe, der Tau giebt dabei 60—120 Kilogramm-Kalorien pro Quadratmeter Wärme ab), aber auch nicht die Feuchtigkeit der untersten Luftschicht allein, es muss auch der Wassergehalt der höheren Schichten dabei mitwirken, durch Diffusion oder leichte Luftströmungen.“ [2])

Wie gross ist die Wassermenge, die der Taufall liefert? Diese Frage wird sich exakt überhaupt nicht beantworten lassen, weil die Stärke des Taufalls nach den Örtlichkeiten, der Beschaffenheit des Bodens, so ausserordentlich verschieden ist, und die Mittel, denselben genau zu messen, kaum vorhanden sind. Der Tau ist ja sehr vergänglich, er verdunstet ganz oder zum grösseren Teile wieder, wenn er nicht sogleich an Ort und Stelle, wo er sich abgesetzt hat, rechtzeitig gemessen wird [3]).

Jedenfalls ist die Niederschlagsmenge, die der Tau liefert, sehr gering, wenigstens in den gemässigten Klimaten, in manchen Tropengegenden mag sie hingegen ganz erheblich sein.

Dines fand, dass gute Taunächte in England 0.1 bis 0.3 mm Niederschlag liefern, im Mittel setzt er den jährlichen Taufall auf Gras zu 26 mm Wasserhöhe an, im Maximum zu 38 mm [4]). Badgley giebt als Resultat seiner Messungen 41 mm an, Wollny im Mittel von zwei Jahren die Taumenge zu München zu 30 mm, Ferrero fand in Turin im Sommer durchschnittlich pro Taunacht 130 Gramm pro Quadratmeter, also 0·13 mm Niederschlagshöhe, Crova in Montpellier im vierjährigen Mittel bloss 8 mm (Winter 1·7, Frühling und Sommer 1.9, Herbst 2.5 mm). Der Taufall ist jedenfalls nur ein sehr geringer Bruchteil, wenige Prozente der jährlichen Niederschlagsmenge als Regen und Schnee. Das gilt im allgemeinen selbst noch für die Tropen, obgleich Pechuel Loesche den Tauniederschlag einer einzigen Taunacht an der Loango-Küste zu 3 mm Wasserhöhe veranschlagt.

---

[1]) Die Terrasse des Turmes des meteorologischen Instituts in Wien, ca. 24 m über dem Boden und hoch über allen benachbarten Baumwipfeln, war an klaren Morgen nicht selten stark betaut.

[2]) Homén, l. c. S. 103.

[3]) Über Taumesser, Drosometer, siehe z. B. F. v. Kerner, Met. Z. 1892. S. 1892, und Houdaille, Bull. Met. du Dép. de l'Hérault. Année 1892. Met. Z. 1893. S. 433. B. XXX. 1898. S. 72.

[4]) Quart. Journ. Vol. V. S. 156.

Reif und Rauhfrost. Sinkt die Temperatur der Luft und der exponierten Gegenstände an der Erdoberfläche durch die Wärmeausstrahlung in klaren Nächten mehr oder weniger tief unter den Gefrierpunkt, so kondensiert sich der Wasserdampf an den letzteren in fester Form, oder es gefriert wohl auch der schon früher gebildete Tau. Es bildet sich Reif. Der Reif ist keineswegs gewöhnlich krystallinisch, wie Assmann dies durch mikroskopische Beobachtungen und mikroskopische Photographien konstatieren konnte. Die federartigen scheinbar krystallinischen Gebilde erwiesen sich als aus Eiströpfchen bestehend, die sich reihenweise aneinander lagern, wohl auch miteinander verschmelzen und so die zierlichsten Reiffedern und Säulchen bilden können.[1])

Seiner Entstehung nach unterscheidet sich der Reif nicht vom Tau, nur die Temperatur, bei welcher die Kondensation des Wasserdampfes stattfindet, entscheidet, ob Tau oder Reif sich bildet.

Das Anwachsen des Reifes wird begünstigt durch den Umstand, dass der Dampfdruck über Eis niedriger ist, als über Wasser, weshalb in der Luft vorhandener, selbst nicht völlig gesättigter Wasserdampf auf dem Eise kondensiert werden kann. Reif wächst dem Luftzug entgegen (noch mehr der Rauhfrost).

Der Rauhfrost (auch „Anreim“ oder „Anraum“, Duft genannt, geleé blanché, hoar frost) ist ein reichlicher reifartiger rauher Beschlag von Eiskörperchen, der sich überall an die Unebenheiten des Bodens, an Kanten, Ecken und an die Zweige und Nadeln der Bäume ansetzt. Er unterscheidet sich vom Reife durch den Vorgang bei seiner Bildung. Der Reif setzt sich in klaren Nächten ab, wie der Tau, der Rauhreif aber bei nebligem Wetter; er bildet sich aus den feinen flüssigen Nebelkörperchen, welche unter den Gefrierpunkt erkaltet sind, und deshalb bei Berührung mit festen Körpern sogleich zu Eis erstarren. Die Leitungsfähigkeit gegen die Wärme spielt dabei keine Rolle, an Eisen wie an Holz setzt sich der Rauhfrost gleicherweise an. Während Tau und Reif ziemlich in allen Klimagebieten (bei Reif tropische Niederungen ausgenommen) vorkommen, ist der Rauhfrost ein Gebilde kälterer Zonen und des Winterhalbjahres daselbst. Selbst bei Temperaturen von —10° und darunter besteht der Nebel aus feinen Wassertröpfchen, die also stark überkaltet sind und deshalb, sowie sie der Luftzug an feste Gegenstände antreibt, sogleich gefrieren. Der Rauhreif wächst deshalb dem Winde entgegen und bildet viele Centimeter lange Spiesse und Federn an der Windseite der Gegenstände. Wenn die Witterung seiner Bildung günstig ist, wächst der Rauhreif zu grossen Massen an, so dass unter seiner Last Telegraphendrähte reissen, die Baumäste brechen etc. Er richtet derart in den Wäldern oft grossen Schaden an. Herrscht im Osten von Europa grosse Kälte und höherer Luftdruck, während im Westen schon milderes Wetter eingetreten ist, Mitteleuropa aber leichte Südostwinde mit Nebel und Temperaturen unter dem Gefrierpunkt hat, ein Zustand, der selbst wochenlang andauern kann, so wächst der Rauhfrost Tag und Nacht fortwährend an und wird den Wäldern gefährlich.

Weicht der Nebel am Morgen oder Mittag der Sonne, so beleuchtet dieselbe eine märchenhafte Winterlandschaft. Das Laub der Bäume ist durch das zierlichste Nadelwerk aus Eis ersetzt, das in der Sonne flimmert und sich in wunderbarem Glanz von einem blauen Himmel abhebt. Diese Pracht dauert aber meist nur wenige Stunden, in der wärmeren Luft fällt der Eisbehang rasch ab. Der Niederschlag, der auf diese Weise dem Boden zugeführt wird, ist oft sehr beträchtlich, in Wäldern

[1]) Assmann, Mikroskopische Beobachtungen der Struktur des Reifs, Rauhreifs und des Schnees. Mit einer Tafel. Met. Z. 1889. S. 339. — W. Prinz, Fleurs de glace (givre et gelée blanche). Ciel et Terre Jan. 1895. Mit instruktiven Abbildungen.

bedeckt er den Boden wie mit einer Schneelage und kann selbst eine Schlittenbahn auf dem früher schneefreien Boden liefern.[1])

Assmann hat gefunden, dass, wenn die Temperatur sehr niedrig ist (—15° und darunter), der Rauhreif nicht mehr ganz aus Eisklumpchen, sondern aus krystallinischen Gebilden besteht, aus Federn mit Seitenzweigen in Winkeln von 60° und hexagonalen Platten Liegt also die Temperatur so tief unter dem Gefrierpunkte, dass die Kondensation des atmospharischen Wasserdampfes in Gestalt einer direkten Sublimation, eines unmittelbaren Überganges aus dem gasförmigen in den festen Zustand stattfindet, so nehmen Reif und Rauhreif eine krystallinische Struktur an

Glatteis Kondensiert sich der Wasserdampf der Luft in reichlichem Masse an Gegenstanden, die erheblich unter den Gefrierpunkt erkaltet sind, so bildet sich ein glatter klarer Eisuberzug auf dem Boden und an den Gegenständen, das sog Glatteis (verglás, glazed frost, silver thaw) Die gewohnliche Veranlassung zur Bildung des Glatteises ist das rasche Einsetzen einer warmen feuchten Luftströmung nach vorausgegangener strenger Kalte Der Wasserdampf kondensiert sich am Boden und gefriert sogleich zu einer Eishulle, auch die Mauern und Baume uberziehen sich mit dünnen Eiskrusten.

Eine andere oft gefahrlich werdende Veranlassung zur Bildung des Glatteises ist uberkalteter Regen, der nach einer Kalteperiode eintritt In der Hohe herrscht dann eine warmere Luftstromung, wahrend der Erdoberflache noch langere Zeit eisige Luftmassen stagnierend aufruhen Die uberkalteten Regentropfen gefrieren sogleich am Boden und an den Baumen und bilden auf letzteren so dicke Eisuberzuge, dass die Aste unter ihrer Last brechen, besonders wenn starkerer Wind eintritt.[2])

Es kann aber auch unter gleichen Witterungsverhaltnissen eintretender und anhaltender nässender Nebel Glatteis bilden

Bei dem Glatteis vom 22 bis 24 Januar 1879 in Frankreich, dessen Auftreten und Wirkungen zu Fontainebleau und Orleans Decaisne beschreibt, bildete sich infolge eines Regens bei gleichmassiger Temperatur von —3° eine Eisschicht von 2—3 cm Dicke auf dem Boden und die Zweige und Aste uberzogen sich mit Eishullen von ahnlicher und selbst grosserer Dicke, Telegraphendrahte von 4 mm Dicke wuchsen durch den cylindrischen Eisuberzug zu 38 mm Durchmesser an etc [3])

Infolge zeitweilig eintretender strenger Kalte auch in relativ niedrigen Breiten und dem raschen Temperaturwechsel ist der Westen Nordamerikas der Glatteisbildung besonders unterworfen Glatteis (auch Rauhfrost) ist besonders haufig, wo und wann sich die Isothermen im Winter dicht aneinander drangen. Bonnycastle berichtet von den merkwürdigsten Bildungen des Silbertaues (silver thaw) im Fruhling in Neufundland, wenn warme Sudwinde die Baume mit einer machtigen Eiskruste überziehen und jeden Baum in einen Kandelaber von reinstem Krystall verwandeln

Rauchfrostbildungen und Eisansatz auf Bergen Die meteorologischen Stationen auf dem Brocken, auf dem Ben Nevis, der Bielašniča (in Bosnien) haben uns

---

[1]) Wilhelm bestimmte in Ungarisch-Altenburg die Wassermenge, die der Rauhfrost an Strauchern von 1—2 m Hohe in einem einzigen Falle lieferte, zu 1 9 mm Niederschlagshohe Martins hat den Reif, der sich auf den Boden absetzte, gewogen und zu 1550 kg pro Hektar gefunden S a Breitenlohner in Wollnys „Forschungen“ II B S 497 Eine treffliche Beschreibung eines Rauhfrostes von ungewohnlicher Starke und Dauer lieferte H Schindler in Weissenhof bei Wien S Met Z 1897 S 67/68 Am 15 Januar erreichten bei konstantem SE-Wind und Temperaturen wenig unter Nullgrad die gegen den Wind gerichteten Eiskämme in 380 m Seehohe eine Länge von 10 cm, in 450 m aber von 15 cm, wohl nur wegen stärkeren SE-Windes.

[2]) Eine vortreffliche Darstellung eines Eisregens giebt Mohr in „Eisregen und Rauhfrost.“ Pogg Ann 1864. B CXXI S 637—646 Die Entstehung der Eisregen erlautert am besten Meinardus Eisregenfall vom 20 Oktober 1898 Met Z 1899 S 165 Mit Karte

[3]) Compt rend der Pariser Akademie vom 3 Februar 1879, und Tissandier, L'ocean aerien (Paris Masson) S 43 etc Mit sehr instruktiven Abbildungen

mit Rauhfrostbildungen und Eisansatz von ganz aussergewöhnlichen, in den Niederungen unbekannten Dimensionen und Massen bekannt gemacht. Pfosten, Bäume, Telegraphenstangen etc. verschwinden unter der Masse der Eisablagerungen und werden zu unförmlichen Eismassen, unter welchen ihre wahre Gestalt verschwindet und unkenntlich wird. Diese Eisablagerungen bestehen der Hauptsache nach aus Rauhfrost, zum Teil wohl auch aus glatteisartigen Eisinkrustationen (bei stark nässendem, nicht überkaltetem Nebel). Dieselben erreichen ihre grösste Entwicklung in jenen Höhen, welche der durchschnittlichen Höhenlage der Winterwolken entsprechen, in grossen Höhen treten sie viel schwächer auf. Der Brocken (1141 m) der Ben Nevis (1343 m) reichen in diese Region hinein und zeigen diese Erscheinung in grösster Entwicklung, wozu allerdings das maritime Klima mit häufigeren und reichlicheren Wolkenbildungen beiträgt. Schon auf dem Obir (ca. 2140 m) ist die Vereisung viel geringer, wozu auch der trockenere mehr kontinentale Winter kommt, ebenso auf dem Säntis (2500) und auf dem Sonnblick (3100 m). Diese Berge ragen schon in die im Winter dampfarmen Regionen hinauf, erheben sich über die mittlere Höhenlage der Winterwolken. Dagegen ist auf der Bielašniča (2067 m) in Bosnien, wegen der südlicheren Lage und der Nähe des adriatischen Meeres, die Vereisung sehr stark. Dieselbe wirkt ausserordentlich störend auf den Betrieb einer meteorologischen Station, da alle im Freien befindlichen Instrumente zeitweilig total vereist und funktionsunfähig werden. Omond sah auf dem Ben Nevis bei dichtem Nebel und starkem Wind den Rauhfrost pro Stunde um 32 mm dem Wind entgegen anwachsen.

Die Aufstellung eines selbstregistrierenden Anemometers wird unter solchen Umständen unmöglich und man muss deshalb im Winter zu direkten stündlichen Schätzungen der Windstärke seine Zuflucht nehmen.[1])

III. Die Niederschlagsformen des Wasserdampfes in der Atmosphäre.

A. Die Natur der ersten Kondensationsprodukte des Wasserdampfes. Bestandteile der Nebel und Wolken. Noch vor nicht langer Zeit war die Ansicht fast allgemein herrschend, dass sich der Wasserdampf in Bläschenform in der Atmosphäre kondensiert. Man sprach nur von Nebelbläschen als den Bestandteilen der Wolken. Die Annahme, dass die Nebel und Wolken aus Wasserbläschen bestehen, ausgegangen von Männern wie Halley und Leibnitz, wurde durch scheinbare optische und physikalische Thatsachen so fest begründet, dass z. B. Schmid in seinem so gründlich bearbeiteten Lehrbuch dieselbe als über jeden Zweifel erhaben hinstellen konnte.[2]) Man wollte die Bläschen direkt gesehen haben, glaubte das Aufsteigen und Schweben der Wolken nur durch deren Bläschennatur erklären zu können. Die Thatsache, dass man in Wolken und Nebeln höchst selten einen Regenbogen beobachtet[3]), dass ferner die Sonne durch dünne Wolken mit scharfen Rändern gesehen wird etc., wurde von so hervorragenden Phy-

---

[1]) Von den überraschenden Dimensionen, welche der Rauhreif auf dem Brocken annimmt, geben eine Vorstellung die „Rauhreifbilder vom Brocken" von Assmann (bei Faber, Magdeburg); sowie auch die Brochure „Winterbilder vom Brocken." Ferner Lawrence Rotch, The Mountain Met. Stations Europa. Ann Arbor 1886 (Rep. from Americ. Met. Journal). Von den Rauhfrostbildungen auf dem Ben Nevis hat Omond eine interessante Schilderung gegeben: Formation of snow crystals from fog on Ben Nevis. Nature. Vol 31. pag. 532. April 1885, und Journal Scottish Met. Soc. III. Ser. Vol VII. S. 190. Abbildungen in „Guide to Ben Nevis." Edinburgh 1863.

[2]) Schmid, Lehrbuch der Meteorologie. S. 652 etc. Nebelbläschen und Nebelkrystalle.

[3]) Kämtz beobachtete aber einen solchen in einer Wolke. Meteorologie III. S. 109.

sikern wie Bravais und Clausius als zwingender Grund betrachtet, die Tröpfchennatur der Wolken und Nebel zu leugnen.

Und doch hat sich diese viel natürlichere Annahme in der letzten Zeit zu nun allgemeiner Anerkennung durchgerungen.

Dines und Assmann haben die Nebelteilchen als feste Tröpfchen direkt beobachtet und gemessen. Assmann fand für die kleinsten Tröpfchen (auf dem Brocken) 0.006 mm, für die grössten 0.017 mm als Durchmesser (bei 0·04 mm war der Nebel nässend und ging in Regen über). Kämtz hatte durch Messungen der Durchmesser der Sonnenhöfe auf optischem Wege für die „Nebelbläschen" Durchmesser von 0.014 bis 0.035 mm gefunden.[1])

Die Kleinheit dieser Wolkenelemente erklärt deren Schweben oder äusserst langsames Fallen in der Luft, abgesehen davon, dass ja die Wolken keine festen Gebilde sind, sondern dort, wo wir sie sehen, meist auch entstehen, selbst durch schwache Luftströmungen gehoben werden können und beim Sinken in tieferen wärmeren Schichten sich wieder auflösen. Die Physik lehrt, dass Wassertröpfchen von 0.01 mm Durchmesser infolge der Luftreibung nur mit einer Geschwindigkeit von ca. 1 cm in der Sekunde fallen. Da sich die feinen Tröpfchen aber zudem mit einer Lufthülle überziehen, so werden sie noch langsamer fallen.[2])

Die optischen Bedenken, welche schon Brücke durch Versuche zum Teil widerlegt hat, indem er zeigte, dass man durch eine von feinen Teilchen getrübte Flüssigkeit die dahinter befindlichen Gegenstände zwar lichtschwächer, aber scharf begrenzt und nicht verzerrt sieht, sind nun auch vollkommen widerlegt worden. Dass man Regenbogen in Nebel und Wolken so selten sieht, erklärt sich aus der Lichtschwäche der durch so feine Wassertröpfchen erzeugten Regenbogen.

Ein zwingender Grund, die Annahme von „Nebelbläschen" aufzugeben, liegt überdies darin, dass die Theorie der Kapillarwirkung für die in solchen kleinen Bläschen eingeschlossene Luft einen erheblichen Überdruck ergiebt, bei welchem die Luft durch die Wandungen der Bläschen rasch diffundieren müsste, so dass diese doch alsbald zu Wassertröpfchen werden würden.

Bei den Diffraktionsbeobachtungen von Kiessling, bei welchen der Druck von dem einer Atmosphäre rasch auf 120 bis 80 mm erniedrigt wurde, hätten die Nebelkörperchen, falls sie aus Bläschen bestanden hätten, eine Ausdehnung erfahren, welche sich in den Diffraktionserscheinungen hätte bemerkbar machen müssen, was aber nicht der Fall war. Die Nebelkörperchen bestanden demnach aus massiven Wasserkügelchen.[3])

Die ganz unnatürliche Annahme, dass die Kondensation des Wasserdampfes in der Atmosphäre in Bläschenform erfolgt, muss deshalb völlig aufgegeben werden, und es ist nur erstaunlich, dass sich dieselbe so lange in Geltung erhalten konnte.[4])

---

[1]) Dines in Symons' Met. Mag. Jan. 1880. S. 190. — Assmann, Mikroskopische Beobachtungen der Wolkenelemente auf dem Brocken. Deutsche Met. Z. II. 1885. S. 41. — Kämtz (Meteorologie III. S. 102) fand die Durchmesser im Winter 0.0258, im Sommer 0.0165, im Jahresmittel 0.0216 mm.

[2]) Nach einer von Stokes aufgestellten Formel ist die gleichförmig gewordene Geschwindigkeit eines fallenden Wassertropfens vom Durchmesser r in runder Zahl gleich $10^6 r^2$ (Centimeter-Sekunde). Stokes hat schon 1845 die Vesikulartheorie der Wolken verworfen. On the friction of fluids in motion etc. Phil. Trans. 1845. — S. a. Frank in Met. Z. 1891. S. 396.

[3]) Deutsche Met. Z. I. 1884. S. 121.

[4]) Kober, Über die angeblichen Dunstbläschen in der Atmosphäre. Pogg. Annalen 1871. B. 141. S. 395. — Met. Z. VII. 1872. S. 361. — A. v. Obermayer, Über die Natur der Nebelkörperchen. Met. Z. XII. 1877. S. 97. — Assmann, Mikroskopische Beobachtungen der Wolkenelemente. Deutsche Met. Z. II. 1885. S. 41. — Walter König, Über den Druck in Wasserbläschen. Met. Z. XXIII. 1888. S. 109. — Waller, Über die sog. Vesi-

Bei sehr niedrigen Temperaturen erfolgt die Kondensation des Wasserdampfes in Form von Eisnadeln, der Dampf geht direkt aus dem gasförmigen in den festen Zustand über. Dass sublimiertes Eis in der That in der Atmosphäre vorhanden, zeigten Assmanns mikroskopische Beobachtungen am 15. Januar 1889, wo bei —17.8° (Minimum —19°) feine sechsseitige Plättchen aus der Luft herabfielen, welche teils einzeln, teils mit anderen ähnlichen Plättchen sternförmig gruppiert waren. Dazu gesellten sich Plättchen von parallelpipedischer Form, auch kurze hexagonale Säulen. Makroskopisch machte sich dieser feine Eisstaub (von den Polarfahrern oft gesehen und als „Diamantstaub" bezeichnet) durch intensives Glitzern im Sonnenlicht bemerkbar. Aus Beobachtungen im Luftballon ist auch zu schliessen, dass der Schnee stets durch Sublimation des Wasserdampfes und nicht durch Gefrieren von Tropfen entsteht.[1])

B. Kondensationskerne als eine Bedingung der Kondensation des Wasserdampfes. Wird gesättigter Wasserdampf abgekühlt, so findet keineswegs auch stets eine Kondensation statt. Coulier hat zuerst bemerkt, dass sich Nebel in dem Rezipienten bei Luftverdünnung und Abkühlung nur dann bildet, wenn die Luft Stäubchen enthält. Mascart hat diese Versuche bestätigt, und Aitken hat die Existenz solcher unsichtbarer Kondensationskerne nachgewiesen. Reinigt man die Luft völlig, befreit man sie von Stäubchen, indem man sie durch einen dicken Pfropfen von reiner Watte hindurchsaugt, so wird sie, wenn auch gesättigt-feucht, unfähig gemacht, Nebel zu bilden. Gesättigte, aber filtrierte Luft kann durch Ausdehnung und Abkühlung mehrfach übersättigt werden, ohne dass sich, ausser an den Gefässwänden, ein Niederschlag bildet. Die Nebelkügelchen werden keineswegs aus nichts aufgebaut, sondern bedürfen fester oder flüssiger Ansatzkerne. In ganz reiner Luft kann es also stark übersättigten Wasserdampf geben.[2])

Den physikalischen Grund dafür hat Sir William Thomson (Lord Kelvin) angegeben. Die Dampfspannung ist über konkaven Flächen kleiner als über ebenen, und über diesen kleiner als über konvexen. Der Sättigungsdruck des Wasserdampfes ist deshalb auf der Oberfläche eines Wassertropfens grösser als jener über einer ebenen Wasserfläche. Wenn daher die Luft bei der Dampfspannung über Wasserflächen gesättigt ist, so können sehr kleine Wassertropfen doch in solcher Luft nicht bestehen, sie verdampfen.

Daraus ergiebt sich eine Schwierigkeit für den Beginn der Nebelbildung. Die Nebelkügelchen müssen bei ihrer Entstehung so winzig klein, also so ungeheuer stark gekrümmt sein, wie wir uns etwa die Moleküle selbst denken, so dass eine sehr grosse Übersättigung des Dampfes nötig ist, um sie bloss auf diesem Wege entstehen zu lassen. Sind aber Teilchen in der Luft vorhanden, so kann sich auf diesen der Wasserdampf kondensieren, ohne diesen Übergang scheinbar aus dem Nichts durchmachen zu müssen.[3]) Das Wasser kann sich auf den Stäubchen in Schichten von viel geringerer Krümmung ablagern. Die Tröpfchenbildung wird ferner durch Elektrisierung beschleunigt, sowie auch durch chemische Prozesse, Zersetzungen und Verbrennungen, weil dann immer freie, mit Elektrizität geladene Moleküle vorhanden sind. Die Wirkung der Elektrizität vermindert die Oberflächenspannung und zwar im umgekehrten Verhältnis des Quadrates des Radius des Tropfens, während die von der Oberflächenspannung bedingte Wirkung nur im umgekehrten Verhältnis der ersten Potenz des Radius wächst. Ein elektrischer Funke, eine Flamme, macht die Nebelbildung dichter, auch ozonisierte Luft soll wie mit Stäubchen beladen wirken.[4])

---

kulardämpfe des Wassers. Phil. Trans. 1847. pag. 23. — Ritter, Über die Konstitution der Wolken und Nebel. Annuaire Soc. Met. de France. 33 Année 1885. pag. 261.

[1]) Assmann in Met. Z. 1889. S. 341.

[2]) Eine Analogie bietet der Siedeverzug, die mögliche Überhitzung ganz reinen luftfreien Wassers in sorgfältig gereinigten Gefässen.

[3]) J. Aitken, Trans. R. S. Edinburg. XXX. 1880. S. 343. Nature. XXIII. S 196. — Robert v. Helmholtz, Über Nebelbildung. Naturwissenschaftliche Rundschau. I., und Met. Z. 1886. S. 263. Wiedemanns Annalen. XXVIII. S. 508. Mache, Über Regenbildung. Met. Z. XXXV. 1900. S. 554.

[4]) Sh. Bidwell hat den Schatten eines Dampfstrahls auf einen weissen Schirm geworfen, derselbe war schwach, von neutraler Farbe. Sowie aber der Strahl elektrisiert wurde, wurde der Schatten plötzlich verstärkt und nahm eine orange bis braune Farbe an. Die Elektrisierung scheint Veranlassung zum Zusammenfliessen, vielleicht auch zur Vermehrung der kleinen Tröpfchen zu geben. (Nature. B. 42. S. 91.) Richarz hat gezeigt, dass Röntgenstrahlen in einem Dampfstrahl die Kondensation befördern und Lenard zeigte, dass Kathodenstrahlen noch sehr viel stärker wirken als Röntgenstrahlen. Wird ein Dampfstrahl in die von Kathodenstrahlen durchleuchtete Luft geleitet, so wird der Dampfstrahl hellweiss und wolkig. Wied. Annalen. B. LXIII. 1897. S. 253. Man beachte auch die grosse Abhandlung von Melander: Sur la Condensation de la vapeur d'eau dans l'atmosphère. Helsingfors 1897, namentlich S. 101 etc.

Man hat aus Aitkens Beobachtungsergebnissen den voreiligen Schluss gezogen, dass es ohne „Staubchen“ in der Atmosphare uberhaupt gar keinen Regen gabe, nur eine Kondensation an der Erdoberflache selbst, und hat diesen Zustand noch des breiteren ausgemalt. Es ist aber gezeigt worden, dass die Ubersattigung eine Grenze hat, bei deren Uberschreitung die Wassertropfchen sich doch aus dem „Nichts“ heraus bilden [1]).

Die Frage nach den Kondensationskernen des Wasserdampfes ist in jungster Zeit in ein neues Stadium getreten durch die Konstatierung einer „Ionisierung“ der Luft, auf welche schon in der Einleitung S. 17 hingewiesen worden ist. Beobachtungen und Experimente verschiedener Forscher haben zu dem Schlusse gefuhrt, dass die Luft der freien Atmosphare unter normalen Verhaltnissen positiv und negativ geladene Teilchen von ausserordentlicher Kleinheit enthalt, die mit dem aus festen oder flussigen Stoffen bestehenden atmospharischen Staube nicht identisch sein konnen. Diese „Ionen“ scheinen im Tieflande und auch in hochgelegenen Thalern in gleicher Zahl der beiden Arten vorhanden zu sein, aber mit wachsender Seehohe zuzunehmen. Man weiss schon langer, dass Luft durch gewisse Einflusse ionisiert, d. h. mit Tragern positiver und negativer Ladungen erfullt werden kann, die neueren Beobachtungen aber haben ergeben, dass dies auch unter gewohnlichen Verhaltnissen in der Atmosphare der Fall ist. In diesem Zustande erweist sich die Luft, wenn feucht und durch Expansion genugend abgekuhlt, zu starker Nebelbildung geneigt, indem die Ionen als Kerne bei der Kondensation des Wasserdampfes wirken. J. J. Thomson hat gezeigt, dass die Nebelbildung in negativ ionisierter Luft bei schwacherer Expansion, d. i. bei geringerer Abkuhlung, eintritt, als in solcher, in der die positiven Ionen vorherrschen. Die negativen Ionen geben die ersten Kondensationskerne ab, beladen sich mit kondensiertem Wasser, wahrend die Luft zwischen den feinen Tropfchen freie positive Ionen enthalt. Diese Ergebnisse konnen eine grosse Tragweite namentlich fur die Erklärung der Luft- und wolkenelektrischen Erscheinungen haben.

C. Nebel und Nebelbildung. Kondensiert sich der Wasserdampf in den der Erdoberflache auflagernden Luftschichten oder wenigstens in geringer Hohe uber derselben, so nennen wir diese Trübung der Luft einen Nebel. Vollig oder nahezu dampfgesattigte Luft, in welcher eine solche Menge kleinster Wasserkugelchen (von rund 0.02 mm Durchmesser) suspendiert ist, dass deren Durchsichtigkeit stark vermindert wird, bildet einen Nebel.

---

[1]) Wilson Sydney hat diese Grenze bei einer etwa 4—5 maligen Ubersättigung gefunden, ist V_1 das Volum der Sättigung, V_2 das Volum, bei welchem auch in staubfreier Luft Niederschlag erfolgt, so ist $V_2 = 1.25 V_1$. Diesem kritischen Betrage der Expansion entspricht ein Tropfenradius von ca. $8\frac{1}{2} \times 10^{-8}$ cm, bei welchem die Oberflachenspannung mit dem übersattigten Dampf sich im Gleichgewicht befindet. Wird die Expansion weiter getrieben, so dass die Übersattigung den Wert von 8 uberschreitet, so tritt statt der fruheren regenartigen Kondensation eine Art Wolkenbildung ein. Fur die Kerne dieser wolkenartigen Kondensation berechnet sich die Tropfengrosse zu $6\frac{1}{2} \times 10^{-8}$. Siehe Met. Z. B. XXXI. 1896. S. 16 u. 190, dann B. XXXII. S. 217—219. Diese Tropfen sind schon von der Grössenordnung der Wassermolekule.

Bock hat experimentell nachgewiesen, dass es in einem Dampfstrahl Wassertropfen giebt, deren Radien den Längen der Lichtwellen gleichkommen. Die Beugungserscheinungen ergaben Tropfengrossen von 1 bis 2 Tausendel Millimeter. (Naturwissenschaftliche Rundschau. 1897. S. 111.)

Kiessling hat uberdies beobachtet, dass in feuchter, vollkommen filtrierter Luft bei jeder Temperatur-Erniedrigung Nebel entstehen, die aber nur im direkten Sonnenlicht sichtbar werden. (Einfluss künstlich erzeugter Nebel etc. Deutsche Met. Z., B. I. 1884. S. 120.)

Assmann suchte auf dem Brocken bei 400 maliger Vergrosserung die Kondensationskerne der Nebelkorperchen zu Gesicht zu bekommen, aber ohne Erfolg. Er schliesst daraus, dass dieselben, wenn vorhanden, einen Durchmesser kleiner als 0.0005 mm haben mussen. Deutsche Met. Z. II. 1885. S. 41. S. auch Melander. S. 110 etc.

Eigentlich besteht kein wesentlicher Unterschied zwischen Nebel und Wolken. Was dem Beobachter auf einem Berggipfel als Nebel erscheint, wird von einem anderen Beobachter am Fusse desselben eine den Gipfel einhüllende Wolke genannt werden; ebenso befindet sich der Luftschiffer, wenn der Ballon in eine Wolkenschicht eintritt, in einem Nebel, der sich von den Nebeln an der Erdoberfläche durch nichts unterscheidet. Dennoch kann man für die Nebel an der Erdoberfläche eine gewisse Selbständigkeit in Anspruch nehmen, namentlich in Bezug auf ihre Entstehung, welche grösstenteils durch besondere Verhältnisse an der festen oder flüssigen Erdoberfläche bedingt werden, dann giebt es auch spezifische Nebel, welche sich von den „Wolkennebeln“ wirklich unterscheiden.

Schliesslich hat der Nebel noch die besondere Bedeutung, dass er jene Kondensationsform des atmosphärischen Wasserdampfes ist, in welchem wir häufig längere Zeit leben und atmen müssen.

Es giebt mehr oder minder dichte Nebel, aber man ist zu einer eigentlichen Klassifikation der Nebel in dieser Hinsicht noch nicht vorgeschritten, es giebt noch keine Nebelskala.

Im Parc S. Maur (dem Observatorium erster Ordnung bei Paris), sagt Renou, nennen wir Nebel (Brouillard) eine Trübung der Luft, welche Objekte in 1500 m Entfernung unsichtbar macht und unterscheiden die Grade nach der Sichtbarkeit der Objekte in 200, 400 m Entfernung etc. In einer Haufenwolke (Cumulus) auf dem Puy de Dome war die Grenze der Sichtbarkeit 80 m, sie kann aber auf 30 m Entfernung und noch weiter herabgehen.[1])

Bemerkenswert ist, dass eine so geringe Menge Wasserstaub, wie sie in der Nebelluft suspendiert ist, eine Undurchsichtigkeit erzeugt, die weit grösser ist als jene, welche eine viel grössere Wassermenge in der Regenluft hervorbringt. Die Verdunkelung, welche die Wolken erzeugen, ist weit grösser als jene, welche der schwerste dichteste Platzregen hervorruft, der ihnen entströmt; wenn der hintere, abregnende Rand der Wolkenschicht heraufrückt, wird es rasch heller, selbst wenn der Regen stundenlang andauert und keine Aufklarung folgt.

Man unterscheidet trockene und nässende Nebel; es giebt Nebel, in welchen die Luft nicht völlig mit Wasserdampf gesättigt ist. In neuerer Zeit ist man mit den Ursachen dieser Erscheinung vertrauter geworden.

Aitken unterscheidet Stadtnebel und Landnebel. Die ersteren entstehen durch Kondensation des Wasserdampfes an Teilchen, welche eine Affinität zum Wasser haben, während sich die Landnebel an indifferenten Staubteilchen bilden. Bei den Stadtnebeln verhindert die chemische Affinität die Verdampfung der kleineren Tröpfchen, bei den Landnebeln dagegen nicht, und die grösseren Tropfen vergrössern sich leichter durch die Verdampfung der kleinen und sinken. Die Landnebel lösen sich daher rascher und leichter auf als die Stadtnebel.

Zur Stütze dieser Ansicht beruft sich Aitken auf das Verhalten der Nebel, welche sich durch die Verbrennungsprodukte einer gewöhnlichen Lampe bilden, gegenüber jenen, welche entstehen, wenn man in einer Bunsenflamme etwas Schwefel verbrennt. Die ersteren sind weniger dicht und zerstreuen sich leichter, als die letzteren. Die Stadtnebel bestehen nach Aitken aus ausserordentlich kleinen Teilchen, während die Landnebel aus gröberen Wassertröpfchen bestehen. Die Wolken sind von der Natur der Landnebel.

---

[1]) Annuaire de la Soc. Mêt. de France 36. Année 1888. pag. 43. Bei einem Bodennebel in Wien, in einer Strasse am Morgen, beobachtete ich auf eine kurze Strecke eine solche Trübung der Luft, dass man den Boden nicht ganz auf einen Schritt weit sehen konnte, was eine Art Schwindelgefühl erzeugte, weil man scheinbar ins Leere treten musste.

Besteht zwischen den Kondensationskernen und dem darauf niedergeschlagenen Wasserdampf eine besondere Anziehung, wie dies über den Städten mit ihren Rauch, Säuren und Salze an die Luft abgebenden Feuerstätten der Fall ist, so wird das Wasser derart an dieselben gebunden, dass es auch dann nicht verdampft, wenn die Luft nicht mehr mit Wasserdampf gesättigt ist. In solchen Nebeln kann deshalb die Luft mehr oder minder weit vom Sättigungspunkt entfernt sein, dieselben lösen sich schwer auf und behaupten sich hartnäckig.

Eine besondere Klasse bilden die eigentlichen schwarzen oder gelben Stadtnebel, durch welche namentlich London sich auszeichnet, die aber auch in anderen grossen Städten, namentlich Fabrikstädten, keine Seltenheit sind. Diese Stadtnebel, welche aus einem mechanischen Gemenge von feinen Kohlen-, Russ- und Wasserteilchen bestehen, sind nach ihrer Entstehung und ihren schädlichen Wirkungen von F. A. Rollo Russel und W. J. Russell besonders eingehend geschildert worden.

An klaren kalten ruhigen Wintertagen stellen sie sich am häufigsten ein. Sie sind meist am dichtesten von 8—10 h morgens bis Mittag und beschränken sich auf den nächsten Umkreis der Stadt. An schönen Wintertagen, bei einer dem Taupunkt nahen Temperatur, kann man, vom Lande kommend, ziemlich sicher sein, in London dichten schwarzen Nebel anzutreffen. Dessen Entstehung ist wahrscheinlich folgende: Gewöhnlicher weisser Nebel hüllt die Stadt um 6 h morgens ein, etwa eine Million Feuerherde wird kurz darauf geheizt, die Luft füllt sich mit ungeheuren Rauchmengen, Verbrennungsgasen, welche Kohlenteilchen mitführen. Sobald diese Partikelchen sich auf die Lufttemperatur abgekühlt haben, setzen sich die schon vorhandenen Wasserkügelchen und wohl noch neu kondensierter Wasserdampf auf ihnen ab. Eine dicke Schicht solcher Partikelchen ist für das Licht fast undurchdringlich, wie eine Russschicht auf Glas. Sie schliesst das Sonnenlicht fast aus. Die dadurch entstehende Dunkelheit (des Wintertages) nötigt zu künstlicher Beleuchtung, welche ihrerseits wieder die Rauchentwickelung und Bildung des schwarzen Nebels steigert [1].

Für die Trübung der Luft durch den Rauch und Rauhnebel in London geben die folgenden Zahlen einen Massstab:

Dauer des Sonnenscheins in London und Umgebung. Zahl der Stunden November bis Februar.

bei Woburn	Kew	City	Greenwich	Eastbourne
206	172	96	150	268

Woburn liegt im Nordwesten von London, ca. ebenso weit als Eastbourne (an der Küste) im Süden, Kew und Greenwich liegen an den Stadtgrenzen. Die Stadt selbst hat dreimal weniger Sonnenschein als Eastbourne. Der eigentlich nasse Nebel ist in London seltener und weniger dicht als auf dem Lande in der Umgebung.

Eine schädliche Wirkung der Nebel besteht auch darin, dass sie die Zerstreuung schädlicher Gase in der Luft hemmen, worauf Marcet und W. J. Russell aufmerksam gemacht haben. Der Kohlensäuregehalt der Londoner Luft kann von 0.04 Volumprozenten auf 0.14 Proz. steigen bei dichtem Nebel.

Mit der Vergrösserung der Städte, der Vermehrung der Feuerstellen und namentlich der Fabriken nehmen die Nebel an Häufigkeit und Dichte zu. Namentlich die Verwendung schlechter Kohle steigert die Rauch- und Nebelbildung. Als in Paris zumeist noch mit Holz geheizt wurde, bemerkt Symons aus eigener Erfahrung, war die Stadt fast ganz frei von gelbem Nebel, während sie jetzt, wo die Kohle das Holz verdrängt hat, darin fast mit London wetteifern kann. Wo Anthracit gebrannt wird, ist die Luft reiner und nebelfreier als dort, wo minderwertige Braunkohlen benutzt werden. Brodie giebt folgende Statistik der Londoner Nebel 1871—1890: Mittlere Zahl der Nebeltage für Lustren, und die Verteilung der Zunahme der Nebeltage auf die Jahreszeiten:

Zahl der Nebeltage in London im Jahre				Zunahme von 1871—1875 auf 1886—1890			
1871—1875	1876—1880	1881—1885	1886—1890	Winter	Frühling	Sommer	Herbst
50.8	58.4	62.2	74.2	13.8	2.0	0.2	7.2

Die Zunahme ist eine progressive und trifft nur Herbst und Winter, was für deren Ursache charakteristisch ist.

[1] So sagen „Times" vom 21. Januar 1885: Bei dem Nebel am letzten Dienstag wurden 96 Millionen Kubikfuss Gas verbraucht, 35 Millionen mehr als an einem gewöhnlichen Januartag, was einem Mehraufwand von 5200 Lstr. entspricht. 9500 Tonnen Kohlen waren nötig, um die 96 Millionen Kubikfuss Gas zu liefern. — Ein grosser Teil dieser ungeheuren Kohlenmenge wird infolge unvollständiger Verbrennung der Luft zugeführt.

Die Zahl der Tage im Jahre, an denen in Greenwich Mittagsdurchgänge der Sonne beobachtet werden konnten, war um 1750 herum noch 160, dagegen um 1880 nur mehr 115.[1])

Den Stadtnebeln ähnlich in ihrer Entstehung sind die Nebel- und Wolkenbildungen über vulkanischen Herden, Solfataren etc., sowie auch jene über Wald- und Präriebränden. Die ausserordentliche und ungeheuer verbreitete Trübung der Luft während der Trockenheit im tropischen Afrika, wo die grossen Grasbrände stattfinden, ist bekannt.

Ursachen der Nebelbildung und deren tägliche und jährliche Periode. Über dem Lande entsteht der grösste Teil der Nebel infolge der Abkühlung der untersten Luftschichten durch die Wärmeausstrahlung des Bodens. Diese Nebel, Bodennebel, sind deshalb am häufigsten in den frühen Morgen- und noch in den Vormittagsstunden, sowie in der kühleren Jahreshälfte. Doch ist die Tendenz zur Nebelbildung im Herbst und im Frühling etwas grösser als um die Wintermitte, wo der Boden zumeist mit Schnee bedeckt und die Luft trockener ist. Im Vorfrühling, wenn auf warme feuchte Tage eine ruhige klare kalte Nacht folgt, desgleichen auch im Herbst, wo umgekehrt der Boden in geringer Tiefe noch warm ist und viel Wasserdampf an die Luft abgiebt, sobald die Oberfläche erkaltet, sind Bodennebel am häufigsten und am dichtesten.

Über feuchten Wiesenflächen, in Thalkesseln mit stagnierender Luft breiten sich auch an heiteren Sommernächten weisse Nebeltücher aus, die Nebelschicht ist meist von ganz geringer Mächtigkeit und bildet sich schon bald nach Sonnenuntergang. Sehr instruktiv ist die Schilderung der Entstehung solcher Nebel auf dem Plateau von Bandog (700 m) in Java von Junghuhn. Die weisse Nebeldecke bildet sich erst morgens zwischen 2½ und 3½ h in den tiefsten Teilen des Plateaus, wird immer mächtiger und allgemeiner, je heiterer die Nacht ist, so dass bald nur die Wipfel der 15—20 m hohen Bäume der Dorfwälder aus derselben noch herausragen, sie überflutet schliesslich den Plateaurand und bildet einen „Nebelfall“.[2])

Helm Clayton bemerkt über die Nebelbildung nach den Beobachtungen vom Blue Hill aus: Thalnebel treten bloss an klaren oder nur teilweise wolkigen ruhigen Nächten auf, namentlich im Herbst. Sie beginnen nach Sonnenuntergang sich zu bilden, zuerst in dünnen Schichten in den tiefsten Bodenmulden, wo sie, vom Gipfel des Berges gesehen, gleich Wassertümpeln und Seen lagern. Allmählich nehmen sie an Mächtigkeit zu während der Nacht, zuweilen erreichen sie bis Sonnenaufgang selbst den Gipfel des Blue Hill, 180 m über den umliegenden Thälern, ja sie können selbst über denselben hinauswachsen.

---

[1]) Fritsch hat die Zahl der Nebeltage in Wien von 1794—1850 zusammengestellt. Aus seiner Tabelle ergiebt sich folgende Zunahme der Häufigkeit der Nebeltage:

	1794—1800	1801—1810	1811—1820	1821—1830	1831—1840	1841—1850
Mittlere Zahl der Nebeltage	35.0	35.7	65.1	66.8	110.5	124.6

Die jährliche Periode zeigt in den alten Aufzeichnungen eine geringere Nebelfrequenz in den Sommermonaten als in den neueren.

Häufigkeit der Nebeltage (in Prozenten).

1795—1829 (35 Jahre)					1830—1849 (20 Jahre)				
Winter	Frühlg.	Sommer	Herbst	Jahr	Winter	Frühlg.	Sommer	Herbst	Jahr
51	12	1	36	(49)	42	16	7	35	(115)

Da die Zunahme nicht allmählich, sondern sprungweise erfolgt, ist sie sicherlich nicht völlig reell, sondern zum Teil in sorgfältigeren Aufzeichnungen begründet. Auch die jährliche Periode spricht dafür.

Dazu ist noch zu bemerken, dass die Beobachter in Städten keinen Unterschied machen zwischen blosser Rauchtrübung der Luft und wirklichem Nebel (Stadtnebel). Ich habe dies in Wien, namentlich aber in Graz konstatieren können, wo die Trübung der Luft bloss durch Rauch ausserordentlich häufig ist wegen der fast konstanten Windstille, aber durchgängig als Nebel notiert und bezeichnet wird.

Über den Londoner Nebel: F. A. Russel in Nature. Vol 39. S. 34. Met. Z. XXIV. 1889. S. 33. — Brodie, Fog in London. Quart. Met. Journ. R. Met. Soc. XVIII. 1892. pag. 40. — W. J. Russell, Stadtnebel und ihre Wirkungen. Nature. Vol XLV. Nov. 1891. pag. 10. Met. Z. XXVII. 1892. S. 12. — Dr. J. B. Cohen, The Air of towns. Smith. Mis. Coll. 1073 Hodgkins fund. Washington 1896.

[2]) Junghuhn, Java. I. S. 288, 291, 464.

Bei Nebel ist die Luft in der Nähe des Bodens stets kälter als in einiger Höhe darüber, dies ist nicht eine Folge des Nebels, sondern umgekehrt. Die Temperaturbeobachtungen auf der Kew Pagoda z. B. ergaben, dass bei Nebel zu allen Tageszeiten, im Winter wie im Sommer, die Temperatur mit der Höhe zunahm [1]). Die Temperaturdifferenzen der Thermometer in 7 und 39 m über dem Boden waren:

Temperaturunterschied zwischen 39 m und 7 m (Kew).

Stunde	9h	3h	9h	9h	3h	9h
		Winter			Sommer	
Bei Nebel	0.6	0.3	1.6	1.5	—	2.3
Im Mittel überhaupt	0.2	—0.1	0.4	—0.2	—0.5	0.6

Es war demnach bei Nebel oben stets wärmer als unten und stets war der Temperaturunterschied grösser als im Mittel [2]).

Im Winter, während der Barometermaxima und der sie begleitenden „Temperaturumkehrung" bis zu grossen Höhen werden die „Strahlungsnebel" sehr mächtig, bis zu 800 und 1000 m.

Winde zerstreuen meist den Nebel, wenigstens auf dem Lande, selten nur, wenn sie mit grossen Temperaturunterschieden gegen die Bodenwärme ankommen, können sie auch nebelerzeugend wirken. Auf Bergen dagegen bringen Winde zumeist Nebel, weil die aufsteigende Luft dynamisch erkaltet und ihren Wasserdampf kondensiert. Von unten gesehen können dann die Berggipfel bei heftigem Winde, ja bei Sturm in eine scheinbar unbewegliche Wolkenhaube eingehüllt erscheinen, oder es haftet ihnen eine lange Wolkenfahne an, oder es stürzen auf der Leeseite eines Gebirgskammes die Wolkenmassen wie ein Wasserfall herab, um sich in einer ganz bestimmten Höhe stets wieder aufzulösen. Solche Erscheinungen zeigen am klarsten, dass die Wolken nur jene Stellen im Luftraum bezeichnen, wo ein Kondensationsvorgang sich beständig erneuert, darüber hinaus aber die Wolke ihre Existenzbedingung wieder verliert.

Flussnebel und Seenebel. Wenn die Oberfläche fliessenden oder stehenden Wassers wärmer ist als die darüberliegende oder darüberhinstreichende Luft, so kondensiert sich der aufsteigende Wasserdampf und es bilden sich Nebel. Dies ist namentlich im Herbst häufig in der Umgebung von Flüssen und Seen der Fall. Manche Gegenden leiden deshalb im Herbst und Vorwinter unter fast beständigem lokalen Nebel, der erst aufhört, wenn Fluss oder See durch eine Eisdecke geschlossen ist.

Bricht das Eis bei strenger Kälte und kommt das wärmere Wasser wieder mit der Luft in Kontakt, so entstehen „Eisnebel", „Frostrauch". Der aus dem Wasser aufsteigende Dampf geht sogleich in den festen Zustand über, die Luft wird mit flimmernden Eiskrystallen dicht erfüllt. Von der Gegend der grossen

---

[1]) Wenn die Nebelschicht nicht der Strahlungskälte von der Erdoberfläche her ihre Entstehung verdankt, sondern eine niedrige Stratus-Wolke ist, die Folge der Erkaltung einer niedrigen feuchten Luftschicht, so ist sie mit keiner Temperaturumkehr verbunden.

Forel beobachtete, dass im Winter über dem Genfer See die Nebelschicht über dem grossen See oft in einer Höhe von 100—200 m liegt, über dem kleinen See in 50 m und ausserhalb Genf auf dem Boden aufruht. Über dem grossen See ist die Temperatur etwa 5°, über dem kleinen 2°. Ähnlicher Weise bildete an einem Junimorgen der Nebel gleichsam eine Kuppel über der Stadt Lausanne, ausserhalb derselben ruhte er dem Erdboden auf. Ursache davon ist die höhere Wärme der Luft über der Stadt. Le Leman. I. pag. 289 u. 290. Mit Abbildungen.

[2]) R. H. Scott, Results of Observations Pagoda Kew. Siehe Met. Z. XVIII. S. 395.

kanadischen Seen wird berichtet: „Wenn das Thermometer plötzlich unter den Nullpunkt (— 17·8° C.) sinkt, so steigen grosse Dunstsäulen aus dem Wasser empor, gleich dem Dampf von einem grossen Geiser. Herrscht dann ein Wind, so treibt er den Qualm vor sich her, gleich dem Rauch einer brennenden Prärie. Wird die Wolke über das Land getrieben, so bedeckt sich Baum und Strauch mit Eisnadeln.“ (Foster, Mississippi Valley. Chicago 1869.)

Meernebel. An Küsten und auf hoher See entstehen Nebel durch Temperaturunterschiede zwischen Wasser und Land oder zwischen Meeresströmungen von sehr verschiedener Temperatur, dann an der Grenze zwischen dem eisbedeckten und dem offenen Meere (an der temporären Eisgrenze), oder durch Luftströmungen, die viel kälter oder wärmer sind als die Wasseroberfläche.

Während auf dem Lande die Nebel in der kälteren Jahreszeit am häufigsten auftreten, sind sie an den Küsten vielfach in der wärmeren Jahreszeit zahlreicher. Folgende Zahlen geben die Nebelhäufigkeit in Relativzahlen im Innern von England und an dessen Küsten an:

Häufigkeit der Tage mit Nebel in England in Prozenten der Jahressumme.

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
Küste	7	4*	6	6	10	**15**	14	**15**	10	5	4*	4	110
Inland	**18**	10	8	3	1.5	1*	0*	3	5	16	16	**19**	206

An der Küste überwiegen die Sommernebel, auf dem Lande (in den Städten namentlich) die Winternebel, die Nebelhäufigkeit ist an der Küste nur die Hälfte von jener im Inland (Städte).[1])

In den Polarmeeren und an den Küsten und Inseln derselben sind die Nebel im Sommer am häufigsten, weil offenes Wasser, oder Schmelzwasser, und Eis am häufigsten zusammen vorkommen.

Wo in wärmeren Gegenden kaltes Wasser an die Küste tritt, seien es (relativ) kalte Strömungen oder kaltes Bodenwasser, das durch ablandige Winde an die Oberfläche kommt, da giebt es häufige und anhaltende Nebel oder Trübung der Luft. (Küste von Nordwestafrika, Marokko, Südwestafrika, Loanda, Walfischbai, Umgebung von Kap Guardafui, Peruanische Küste, Kalifornische Küste etc.).

Wo warme und kalte Meeresströmungen sich begegnen, entstehen gleichfalls Nebel. Berüchtigt sind in dieser Beziehung die Bänke von Neufundland. Dichte Nebel und gleichzeitiges Vorkommen von Eisbergen machen diese von Schiffen sehr frequentierte Gegend zu einer der gefährlichsten, welche es auf See giebt.

Die Ostkante der grossen Neufundlandbank, da wo die Tiefenlinie von 200 m von NNE nach SSW verläuft, um unter 43° N. und 50° W. scharf nach Westen umzubiegen, ist das Centrum der berüchtigten Neufundland-Nebel, genau da, wo das kalte Wasser des Labradorstromes der Bank entlang südwärts fliesst und in nächste Berührung mit dem auf tiefem Wasser sich haltenden Golfstrom kommt. Die nebelreiche Zeit beginnt im April und dauert bis August, nimmt dann rasch ab. Der Februar ist der nebelärmste Monat.[2]) (Die eisreiche Zeit dauert von Mitte Januar bis Mitte Juli.) — Im Winter herrschen die trockenen Nordwestwinde vom Lande

[1]) Ich habe je sechs Orte genommen nach R. H. Scott: Fifteen years' fogs in the British Islands. Quart. Journ. R. Met. Soc. XIX. S. 231.

[2]) Schott, Die Nebel der Neufundlandbänke. Annalen der Hydrographie. 1897. S. 390. Mit 12 Karten der Verbreitung der relativen Häufigkeit der Nebel. Auch die Pilot Charts des Nordatlantischen Ozeans des Hydrographic Office in Washington enthalten Angaben über die Verbreitung und Häufigkeit der Nebel.

her vor, im Sommerhalbjahr aber Sudwestwinde, welche das warme Wasser nach Norden drangen und ihre grosse Feuchtigkeit uber dem kalten Wasser kondensieren.

Dunwoody giebt als mittlere Zahl der Nebeltage auf den Routen der transatlantischen Dampfer:

Westliche Lange < 55°				55—65°				uber 65° W			
Winter	Fruhlg.	Sommer	Herbst	Winter	Fruhlg	Sommer	Herbst	Winter	Fruhlg	Sommer	Herbst
20	45	**62**	38	20	32	**38**	12	15	32	32	14
Jahr 165, Max 45, Juli u August				Jahr 102, Max 41, Mai bis Juli				Jahr 97, Max 31, Mai und Juni			

Auf den Banken von Neufundland kann man pro Monat im Juli und August 22—23 Nebeltage annehmen.

Man darf aber auch die Diffusion des Wasserdampfes nicht ausser Betracht lassen, dort wo warme und kalte und zugleich feuchte Luftstrome dauernd aneinander grenzen.[1])

Der Grund, weshalb bei einem nassenden Nebel Gegenstande zuweilen doch trocken bleiben konnen, ist nach Aitken folgender

Auf dem Rigi beobachtete er, dass aus dem Nebel Wasserteilchen fortwahrend niederrieselten, die Oberflachen der Gegenstande aber dabei doch meist trocken blieben, nicht bloss Steine, auch holzerne Stuhle etc, wenn einmal feucht geworden, trockneten sie rasch Dabei war die Luft gesattigt-feucht, auch geschutzte Psychrometer gaben Sattigung der Luft Die Erklarung darur liegt in der strahlenden Warme Die Wolke mag so dicht sein, dass man die Sonne gar nicht sieht, auch Lichtquellen von einer bestimmten Seite fehlen, es dringt doch diffuses Licht durch und damit auch Warme Ein Schwarzkugel-Thermometer im Vakuum stieg erheblich uber die Lufttemperatur Die Gegenstande absorbieren die strahlende Warme und erwarmen sich dadurch uber die Lufttemperatur, grossere Oberflachen erwarmen sich starker als kleinere Die feinen Tropfchen verdunsten deshalb auf ihnen, Drahte dagegen wurden feucht

Diese Beobachtung Aitkens ist von nicht geringem allgemeinen Interesse Nature Vol 44 S 279 July 1891

Drittes Kapitel

Die Wolken.

I. Die Wolken nach ihren Formen, Entstehen und Auftreten im Allgemeinen.

A Allgemeines Es wurde schon gesagt, dass Nebel und Wolken nichts Verschiedenartiges sind, Nebel ist eine Wolke in der Nahe gesehen, Wolke ein Nebel von unten, oder aus grosserer Entfernung beobachtet [2]) Die Wolken wie die Nebel bestehen gleicherweise aus feinen Wassertropfchen von durchschnittlich etwa 0·02 mm Durchmesser oder aus feinen Eiskrystallen Es giebt Wasserwolken und Eiswolken, wie es Wassernebel und Eisnebel giebt.

Nebel wie Wolken entstehen durch die Abkuhlung wasserdampfhaltiger Luft unter den Taupunkt. Die Nebelbildung uber dem Lande entsteht zumeist durch nachtliche Warmeausstrahlung des Bodens und dadurch bedingter Abkuhlung der auflagernden Luft, uber Wasserflächen umgekehrt zumeist durch einen Temperaturuberschuss des Wassers gegenuber der auflagernden Luft Die Ursache der Kondensation des Wasserdampfes findet sich an der Erdoberflache selbst, es

---

1) Instruktiv ist die Diskussion, die sich an Scotts oben citierte Abhandlung anschloss Siehe Quart Journ R Met Soc XIX 1893 pag 233 etc Ferner Scott in derselben Zeitschr Okt 1891 Vol XX pag 253 Jan 1896 Vol XXII pag 41 Merkwurdige Nebelbänke Ebenda Vol IX pag 110 u 111 Symons, Met Mag Febr 1892 S 1 Buchich, Nebel bei Bora. Met Z I S 231 Über Nebel in der Ostsee Deutsche Met. Z I 1884 S 374 und Wild, Rep f Met VIII Nr 6 H Meyer, Der Nebel in Deutschland, insbesondere an den deutschen Küsten Annalen der Hydrographie April 1888

2) M Moller mochte allerdings eine Verschiedenartigkeit anerkannt wissen, die wir aber nicht zugestehen konnen Met Z 1892 S 410

entstehen dadurch dem Boden auflagernde oder in geringer Höhe über demselben schwebende Wolkenschichten. Die Nebel- oder Wolkenbildung in den höheren Luftschichten dagegen hat ihre Ursache zumeist in der aufsteigenden Bewegung feuchter Luft, also in einer dynamischen Abkühlung derselben, alle mächtigeren massigeren Wolkenbildungen verdanken dieser Ursache ihre Entstehung. Hier vermag man allerdings einen kleinen Unterschied zwischen den Bodennebeln und derartigen Wolkenbildungen, abgesehen von den Formunterschieden derselben, aufzustellen. Die erstere Niederschlagsform besteht ziemlich konstant stets aus denselben Nebelteilchen, die sich vermehren oder vermindern, je nachdem der Nebel dichter wird oder sich wieder auflöst, die sich aber doch in einem gewissen Ruhezustande befinden. Nebelbildung setzt zumeist Windstille voraus.[1]) Anders die Wolken in einer aufsteigenden Luftmasse, namentlich jene Wolken, die einer gezwungenen aufsteigenden Bewegung der Luft an Bergwänden und Gipfeln ihre Entstehung verdanken. Dieselben bestehen stets aus anderen Wolkenteilchen, die sich an einer bestimmten Stelle im Luftstrome immer neu bilden, ausserhalb dieser Stelle aber wieder in unsichtbaren Wasserdampf übergehen. Auf diese Wolken passt Doves Ausspruch: „Eine Wolke ist nichts Fertiges, sie ist kein Produkt, sondern ein Prozess, sie besteht nur, indem sie entsteht und vergeht. Niemand wird die weisse Schaumstelle in einem hellen Gebirgsbach von der Höhe gesehen für etwas festes, auf dem Boden liegendes halten. Und ist die Wolke, die den Gipfel des Berges umhüllt, etwas anderes? Der Stein ist der Berg, der Bach die Luft, der Schaum die Wolke.“[2])

Den mit der Gebirgsnatur vertrauten Wanderer, sagt E. Schmid, verwundert es nicht, in einer Wolke, die auf der Berghöhe zu ruhen scheint, dieselbe Bewegung wie in der übrigen Atmosphäre wiederzufinden, je dichter die Wolke aussah, desto lebhafteres Nebeltreiben erwartet er.

Im allgemeinen bezeichnet eine Wolke nur eine Stelle in der Atmosphäre, wo der Wasserdampf durch Abkühlung die flüssige (oder feste) Form annimmt, eine Kondensationsstelle. Sie ist aber nicht als ein fertiges Gebilde anzusehen, das stets aus denselben Teilchen besteht. Eine Wolke ist, selbst wenn sie mit dem Winde, zieht d. h. im Luftstrom wie ein fester Gegenstand schwimmt, stets in Veränderung, in Umbildung, Neubildung oder teilweiser Auflösung begriffen. Dass die Kondensation des Wasserdampfes im Luftraum zumeist so lokalisiert auftritt und die Wolken zumeist so scharfe Umrisse haben, hat, von den Haufenwolken abgesehen, stets meine Verwunderung erregt und ein so scharfsinniger Naturforscher, wie Otto Volger, hat denselben Gedanken ausgesprochen.[3])

Das Schweben der Wolken, das man früher nicht anders erklären zu können glaubte, als durch die Annahme, die Wolken beständen aus Wasserbläschen, erklärt sich erstlich durch das ausserordentlich langsame Fallen des feinen Wasser-

---

[1]) Von den Meer- (und Fluss-)Nebeln abgesehen, die sich bilden, wenn kalte Luft über wärmeres Wasser streicht.

[2]) Dove, Über das Gewitter. Pogg. Ann. B. 13. S. 420. Ähnlich sagt J. Herschel: „Wenn eine Wolke nicht regnet, so befindet sie sich stets im Prozess des Entstehens von unten und der Auflösung von oben. Eine Wolke scheint im allgemeinen bloss die sichtbare Form eines Luftraumes zu sein, in welchem gewisse Prozesse für einen Moment im Gleichgewicht sind, und alle Partikel im Stadium der Bewegung nach aufwärts. Sowie letztere aufhört, fallen die Partikel, der Regen beginnt“ (oder die Wolke löst sich auf).

[3]) Verwundern müssen wir uns, dass überhaupt Wolken in Selbständigkeit auftreten. Wärmere und kühlere Schwaden erhalten sich ungemischt, deren Begrenzungen werden durch Wolkenbildung sichtbar. Otto Volger, Eine Einleitung in die Entwickelungsgeschichte der Wolken. Gaea 1890. S. 65. Enthält gute Bemerkungen und Beobachtungen über Wolkenbildung und Wolkenformen.

staubes (oder gar der Eisnadeln), aus dem die Wolke besteht, das schon auf S 262 erläutert worden ist, zweitens durch die nur scheinbare Beständigkeit der Wolke und der Wolkenbestandteile, von der eben die Rede war, und noch drittens dadurch, dass die meisten und massigsten Wolken einer aufsteigenden Luftbewegung ihre Entstehung verdanken, und die Wolkenteilchen deshalb von derselben getragen, ja in die Höhe geführt werden. Um Wassertröpfchen von ca 0·02 mm Durchmesser schwebend zu erhalten, genügt eine aufsteigende Bewegung der Luft von wenig mehr als 1 cm Geschwindigkeit pro Sekunde, also eine ganz unmerkliche vertikale Geschwindigkeitskomponente des Windes [1])

B Klassifikation der Wolken Unterscheidung der Wolken nach ihren Formen. Bei der ausserordentlichen Mannigfaltigkeit der Wolkenformen, der Veränderlichkeit und fast steten Umbildung derselben, ist es begreiflich, dass man erst in neuerer Zeit dazu gelangte, sich über einige Haupttypen derselben und deren Bezeichnung zu einigen und für dieselben fixe Benennungen einzuführen. Der erste, der das versucht hat, soll der bekannte französische Naturforscher

---

[1]) Die Beantwortung der Frage, wie gross die aufsteigende Luftbewegung sein muss, um Regentropfen und Hagelkörner von bestimmter Grösse schwebend zu erhalten oder sogar mit sich in die Höhe zu führen, erscheint wegen später folgenden Darlegungen von erheblichem Interesse.

Fällt ein Körper durch die Luft, so wird die Beschleunigung der Fallbewegung durch den Luftwiderstand mehr und mehr aufgehoben, bis derselbe gleich dem Gewicht des Körpers wird, worauf dann die Geschwindigkeit des Falles eine gleichförmige wird.

Auf Veranlassung von Newton wurden schon 1710 und 1719 in der St Pauls-Kathedrale in London Fallversuche mit hohlen Glaskugeln von 5 Zoll Durchmesser angestellt. Loomis berechnete diese Versuche neuerdings und fand den Luftwiderstand (hier in metrische Masse verwandelt) R, in Grammen, wenn v in Meter pro Sekunde, d Durchmesser der Kugel in Centimeter angegeben wird (Silliman Journ Vol XVIII 1854)

$$R = 0{\cdot}00286\, v^2 d^2 s,$$

wo s die Dichte der Luft im Verhältnis zur normalen Dichte bei 0° und 760 mm Druck.

Neuere Versuche in Frankreich von Abbé le Dantec und Canovetti ergaben als Luftwiderstand gegen eine Fläche von 1 qm bei $v = 1$ m, resp 72 und 80 Gramm (Nature Vol 61 S 107, vom 30 Nov 1899). Da erstere Versuche weniger einwurfsfrei sein sollen, nehmen wir im Mittel 75 Gramm pro Quadratmeter. Aus $R = c d^2$ ergiebt sich dann für d im Centimeter, $c = 0{\cdot}00589$, für eine Kugel also die Hälfte oder $0{\cdot}00291$, mit obigem Resultat übereinstimmend.

Soll eine Kugel in der Luft gerade schwebend erhalten werden, so muss der Widerstand, den die aufsteigende Luftbewegung dem Fall entgegensetzt, dem Gewicht der Kugel gerade gleichkommen. Dieses Gewicht beträgt, wenn S das spezifische Gewicht (gegen Wasser), für eine Kugel vom Durchmesser von 1 cm $0{\cdot}5238\, S$, und wächst im Verhältnis mit d^3. Somit besteht die Gleichung, wenn v' die kritische Geschwindigkeit bezeichnet

$$0{\cdot}0029\, v'^2 d^2 s = 0{\cdot}5238\, d^3 S$$

Somit $v' = 13{\cdot}44 \sqrt{\frac{dS}{s}}$ für Wassertropfen also $13{\cdot}44 \sqrt{\frac{d}{s}}$, für Eiskugeln (Hagelkörner, $S = 0{\cdot}86$ gesetzt wegen Luftgehalt) wird $v' = 12{\cdot}46 \sqrt{\frac{d}{s}}$.

In der Nähe der Erdoberfläche wo $s = 1$ erhält man z B

Für kleine Regentropfen $d = 2$ mm, $v' = 6$ m,

" sehr grosse Tropfen bei Platzregen $d = 5$ mm, $v' = 9{\cdot}5$ m,

" grösste Tropfen $d = 7$ mm, $v' = 11{\cdot}2$ m

Aufsteigende Luftbewegungen von dieser Geschwindigkeit erhalten die Tropfen gerade schwebend. Kleinste Regentropfen, wie sie Dines gemessen, von 0·083 mm Durchmesser werden schon bei weniger als 1·2 m schwebend erhalten. Da aber der Luftwiderstand für kleinere Flächen oder Körper (relativ) erheblich bedeutender ist als für grössere, so gilt obige empirische Relation nicht mehr für die Wolkenteilchen, wo die früher mitgeteilte Formel von Stokes richtiger in Anwendung kommt, die kleinere Geschwindigkeiten giebt.

Ein Hagelkorn von 1 cm Durchmesser wird von einer aufsteigenden Luftbewegung von 12·5 m schwebend erhalten, in der Höhe von 3000 m aber, wo $b = 520$ ca, bedarf es einer solchen von $12{\cdot}46 \sqrt{760 : 520} = 15{,}1$ m.

Die gewöhnliche Formel für den Winddruck (gleich 12 Proz des Quadrates der Windgeschwindigkeit, Druck in Kilogramm pro Quadratmeter, v in Meter pro s, siehe später unter Wind) führt sehr nahe zu den gleichen Resultaten.

Lamarck gewesen sein, dessen „Wolkenspezies" aber keine Beachtung gefunden haben.[1]) Um so grössere Bedeutung hat der spätere Versuch von Luke Howard (geb. zu London 1772) erlangt; alle späteren Bemühungen, zu einer schärferen Unterscheidung der Wolkenformen und einer einheitlichen Benennung derselben zu gelangen, knüpfen an Howards Terminologie an. Er hat bei der Unterscheidung der wesentlichsten Wolkenbildungen und der Wahl der (lateinischen) Namen derselben einen so glücklichen Griff gethan, dass dieselben noch heute Geltung behalten haben. Dabei hat es sich gezeigt, dass seinen drei Haupttypen der Wolkenformen auch eine genetische und physikalische Bedeutung zukommt.[2])

Luke Howard hat drei Hauptformen von Wolken aufgestellt: 1. die Federwolke oder der Cirrus, leichte weisse fadenförmige oder faserige Wolken, 2. die Haufenwolke, oder der Cumulus, dunkle dichte Wolken von oben abgerundeten Formen, 3. die Schichtwolke oder der Stratus. Indem diese drei Haupttypen ineinander übergehen und sich verbinden, entstehen die abgeleiteten Formen: Cirro-Stratus, Cirro-Cumulus, Cumulo-Stratus und Nimbus (dunkles Wolkengemenge, aus welchem Regen fällt). Die Cirrusformen sind im allgemeinen Eiswolken, die Cumulusformen Wasserwolken, die Stratusformen das eine oder andere je nach Höhe und Jahreszeit.

Mit grossem Scharfblick hat Howard mit seinen Wolkentypen auch die wesentlichsten Entstehungsarten der Wolken charakterisiert, wie aus dem folgenden hervorgehen wird.

Die Fortschritte der Meteorologie in den letzten Jahrzehnten haben es wünschenswert gemacht, eine etwas grössere Zahl von Wolkentypen aufzustellen und sich über die Feststellung derselben und ihre Benennung zu einigen. Es ist hauptsächlich das Verdienst von H. Hildebrandsson (in Upsala) und R. Abercromby, dass eine internationale Vereinbarung in dieser Hinsicht zustande kam und ein internationaler Atlas mit möglichst getreuen Abbildungen der typischen Wolkenformen erscheinen konnte.[3])

---

[1]) G. Hellmann, „Neudrucke". Nr. 3. Luke Howard, On the modifications of clouds. London 1803. Berlin 1894. Einleitung S. 6. Eine sehr eingehende umfassende Darstellung der Versuche einer Klassifikation der Wolken von Lamarck bis zum Jahre 1894 mit vergleichenden tabellarischen Gegenüberstellungen der verschiedenen Systeme findet man bei Helm Clayton: Discussion of cloud observations. Cambridge 1890. Annals of Harvard College Observatory XXX. P. IV. pag. 279—331. pag. 318—321 grosse Vergleichstabellen.

[2]) Die Unzulässigkeit von Versuchen einer Wolkenklassifikation auf rein genetischer und physikalischer Basis, also ohne morphologische Grundlage, ist schon öfter betont worden. Bei unseren mangelhaften Kenntnissen über die Entstehung der verschiedenen Wolkenformen, sobald man eine grössere Zahl von Typen für dieselben aufstellt, würde nicht bloss keine Einigung zu erzielen sein, die Klassifikation würde auch in betsändigem Flusse begriffen bleiben und damit der Zweck derselben völlig vereitelt werden.

Man lese über Wolkenklassifikation auch das, was R. Süring in „Wissenschaftliche Luftfahrten," B. III, S. 179 etc. sagt auf Grund der Beobachtungen der Wolken im Ballon. Süring möchte drei Grundformen unterscheiden: 1. Wolken des aufsteigenden Luftstromes, Cumulusformen, 2. Wolken des horizontalen Luftstromes, Mischungswolken, Stratus, und 3. Vereinigung beider Formen. Dazu kämen 4. noch die Cirrusformen.

[3]) Die neuere Litteratur über Klassifikation der Wolken und über die Wolkenformen in ihren verschiedenen Beziehungen ist eine sehr grosse, so dass hier nur auf einige der wichtigsten Publikationen hingewiesen werden kann.

Clement Ley in „Die moderne Meteorologie". London 1879. Deutsch: Braunschweig 1882. Wolken- und Wetterzeichen.

H. Hildebrandsson, Sur la classification des nuages employée à l'Observ. Mét. d'Upsala. 1879. Mit Wolkenphotographien von Osti. S. auch Quart. Journ. R. Met. Soc. XIII. 1887. S. 148.

Hon. Ralph Abercromby, Instructions for observing clouds. With Photographs and Engravings. London 1888.

R. Abercromby, Suggestions for an international nomenclature of clouds. Quart. Journ. XIII. pag. 154. R. Scott, Report on cloud nomenclature presented to the intern. Met. Comittee at Upsala. Aug. 1894. Qart. Journ. XXI. 1895. S. 16.

Die zehn Wolkentypen, uber deren Aufstellung ein internationales Ubereinkommen getroffen worden ist und deren Bezeichnungen sind[1]·

Definitionen der Wolkenformen und Abkurzungen zur Bezeichnung derselben

1 Cirrus, Federwolke (Ci) Vereinzelte zarte Wolken von faserigem Gewebe, federartiger Form von weisser Farbe (auch Windbaume genannt) Sie sind oft in Banden und Bogen grosster Kreise am Himmel angeordnet und konvergieren nach zwei Gegenpunkten des Horizontes (Polarbanden). Die nachsten Formen beteiligen sich oft an diesen Gebilden.

2 Cirro-Stratus, Schleierwolke, fedrige Schichtwolke (Ci -S.) Feiner weisslicher Wolkenschleier von fasriger Struktur, der mehr oder weniger den ganzen Himmel uberzieht Zuweilen entsteht er geradezu durch Vermehrung und Verfilzung der Cirren In diesen Wolkenformen (1 und 2) zeigen sich oft Ringe (Halos) um Sonne und Mond, sowie Nebensonnen Sie manifestieren dadurch ihre Natur als Eiswolken, d h. ihre Zusammensetzung aus feinen Eisnadeln [2])

3 Cirro-Cumulus, Schäfchen-Wolke, Mackerel Sky (Ci -Cu). Kleine geballte oder flockenformige Wolkengebilde; in Gruppen, oft auch in Reihen angeordnet Sie werfen keine oder nur ganz schwache Schatten

4 Alto-Cumulus (A -Cu) Dickere Wolkenballen, weiss oder blassgrau, in Gruppen oder Reihen angeordnet, oft so zusammengedrangt, dass ihre Rander sich beruhren Sie werfen teilweise Schatten Oft erscheinen sie nach einer oder zwei Richtungen reihenformig angeordnet

5. Alto-Stratus, hohe Schichtwolke (A.-S). Dichter Schleier von grauer oder braunlicher Farbe, der in der Nahe der Sonne oder des Mondes starker leuchtet; bewirkt die Bildung von Hofen, aber nicht von Halos Diese Wolkenform zeigt alle Ubergange zum Cirro-Stratus, gehort aber tieferen Schichten an

6 Strato-Cumulus[3]) (S -Cu.) Dicke Wolkenballen oder dunkle Wolken-

---

W Koppen, Wolkenformen Met Z XXII 1887 S 203, 252 etc , und M Moller, Wolkenbeobachtungen Met Z 1892 S 402, 1893 S 175

Die wichtigsten bildlichen Darstellungen der Wolkentypen in Form von selbständigen Publikationen sind

Ph Weilbach, Nordeuropas Skyformer 12 Wolkenbilder auf 8 Tafeln mit Text Kopenhagen 1881

Hildebrandsson, Koppen und Neumayer, Wolken-Atlas 10 Tafeln in Farbendruck mit Text Hamburg 1890

K Singer, Wolkentafeln 12 photographische Wolkenbilder auf 3 Tafeln (in Lichtdruck) mit Text Munchen 1892.

Specola Vaticana Classificazione delle nubi Roma 1893 24 Wolkenbilder auf 12 Tafeln in Lichtdruck mit Text

Atlas international des Nuages. Paris, Gauthier Villars, 1896 28 Figuren auf 14 Tafeln in Photochromotypie Text deutsch, französisch und englisch 11 Frcs

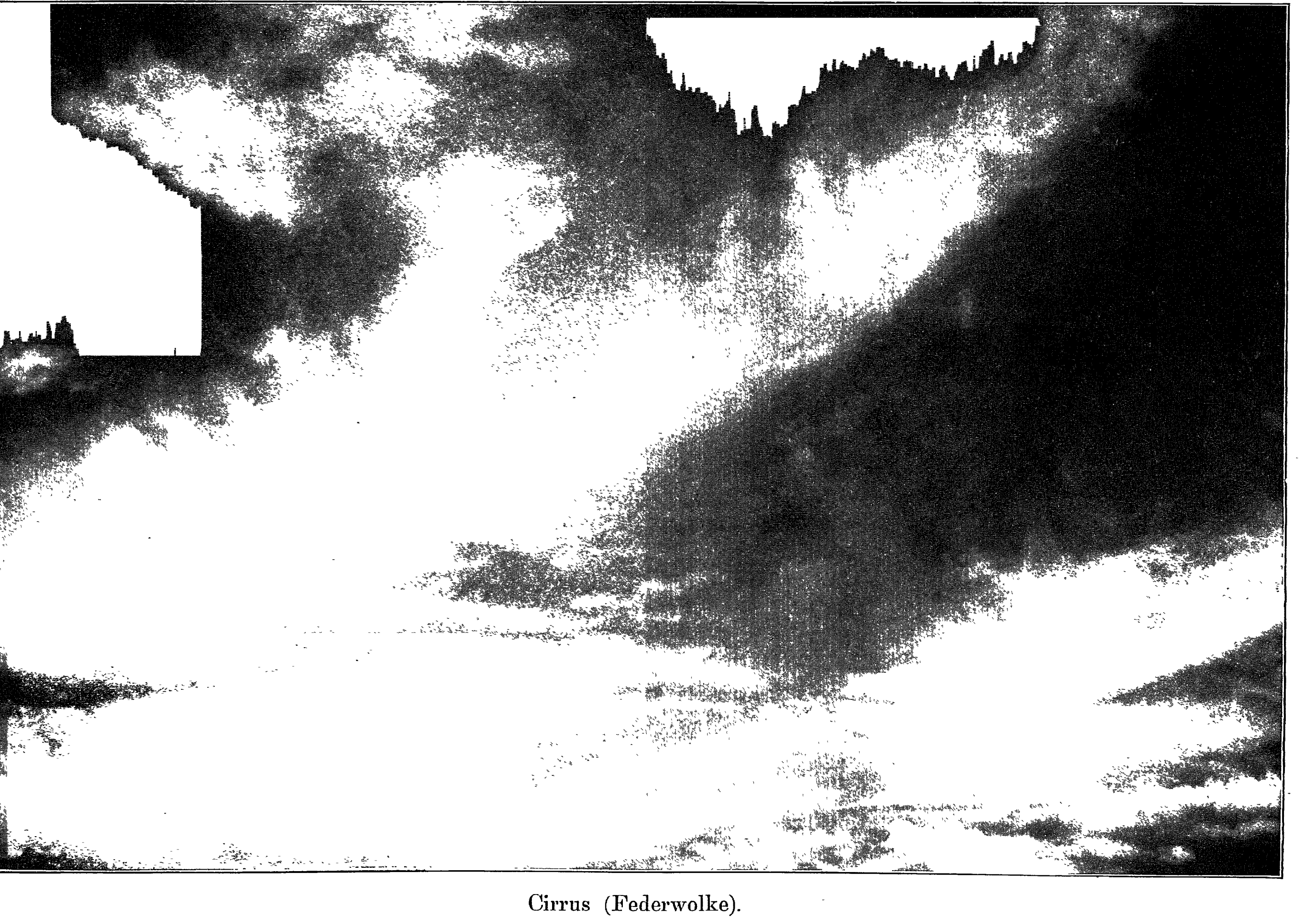
Illustrative Cloud forms Hydrographic Office Washington 1897 Nr 112 16 Tafeln in Chromotypie

Man sehe auch das Buch des ausgezeichneten Wolkenbeobachters R W Clement Ley Cloudland, a study on the structure and characters of clouds London 1894 Auszüge in Annalen der Hydrographie von Grossmann, Dez 1895, und Met Z von Hildebrandsson 1895 S 81 und Litteraturbericht S 0

[1]) Im Wortlaut nach dem citierten „Atlas international"

[2]) Die grossen Sonnen- und Mondringe von einem Durchmesser von ca 22°, sowie die Nebensonnen verdanken der Brechung und Spiegelung des Lichtes an Eisnadeln ihre Entstehung, während die kleinen Ringe, die man meist Hofe nennt, eine Beugungserscheinung sind, von den feinen Wassertropfchen verursacht, aus denen die tieferen Wolken bestehen An ihrem optischen Verhalten lassen sich derart Eis- und Wasserwolken unterscheiden

[3]) Howards Cumulo-Stratus ist von der internationalen Kommission in Strato-Cumulus und Cumulo-Nimbus gespalten worden Abercromby charakterisiert den Strato-Cumulus so· Wolkenschicht, nicht flach



Cirrus (Federwolke).

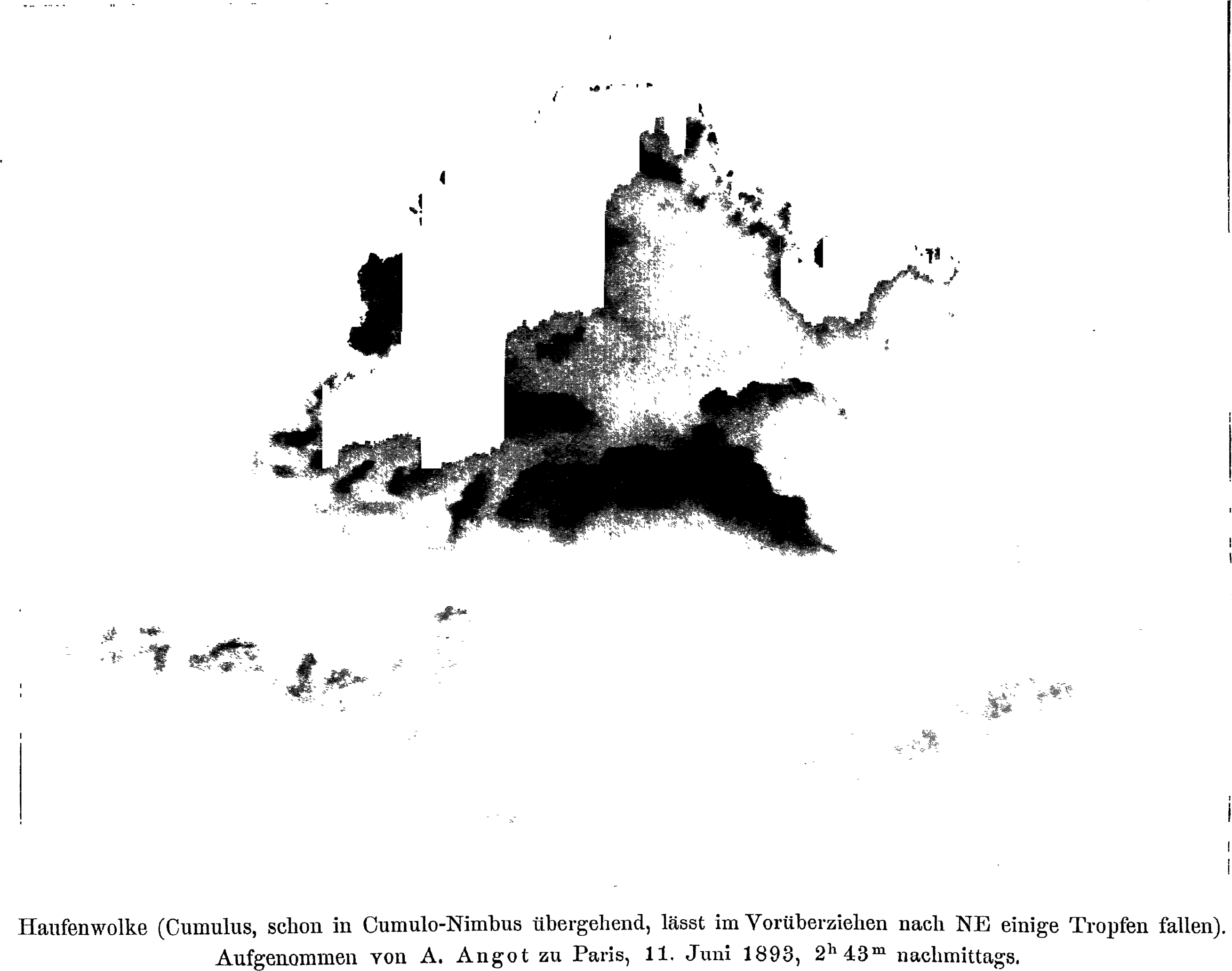
Nach einer Photographie von A. Angot. Paris, 8. Mai 1893.





Cirro-Stratus und Cirro-Cumulus.
Nach einer photographischen Aufnahme des Observatoriums zu Batavia.





Haufenwolke (Cumulus, schon in Cumulo-Nimbus übergehend, lässt im Vorüberziehen nach NE einige Tropfen fallen).
Aufgenommen von A. Angot zu Paris, 11. Juni 1893, $2^{h}\,43^{m}$ nachmittags.



wülste, die häufig den ganzen Himmel bedecken, namentlich im Winter, und ihm zuweilen ein wogenförmiges Aussehen geben. Die Mächtigkeit einer Strato-Cumulusschicht ist im allgemeinen nicht sehr beträchtlich und es bricht häufig das Blau des Himmels durch. Alle Übergänge zum Alto-Stratus; vom Nimbus unterschieden durch das ballen- und walzenförmige Aussehen, sowie durch das Fehlen des Regens.

7. Nimbus, Regenwolke (N.). Eine dicke Schicht dunkler formloser Wolken mit zerfetzten Rändern, aus welchen zumeist Regen oder Schnee fällt. In den Lücken dieser Wolkendecke bemerkt man fast immer über derselben eine Schicht von Alto-Stratus oder Cirro-Stratus. Wenn diese Wolkenschicht in Fetzen zerreisst oder unter ihr niedrigere lose kleine Wolken dahineilen, so ist dies der Fracto-Nimbus („Scud" der Seeleute).

8. Cumulus, Haufenwolke (Cu.). Dicke, zuweilen sehr mächtige Wolken, die oben abgerundete Formen haben, vielfach in runden Kuppen turmartig emporquellen, unten aber horizontal begrenzt sind. Die von der Sonne beschienenen Flächen erscheinen weiss und von blendender Helle, die beschatteten Seiten und die Basis nimmt meist eine dunkelblaue Farbe an.

Der eigentliche Cumulus ist oben und unten scharf begrenzt, wird er aber durch heftige Winde zerrissen, so geht er in Fracto-Cumulus über.[1])

9. Cumulo-Nimbus, Gewitterwolke (Cu.-N.). Gewaltige Wolkenmassen, die, von der Cumulusform ausgehend, sich in Gestalt von Bergen (oft mächtige Schneegebirge vortäuschend), Türmen etc. erheben und im allgemeinen in der Höhe sich mit einem Cirro-Stratusschirm bedecken, während sie nach unten in nimbusartige Wolkenmassen übergehen. Aus ihrer unteren Schicht gehen gewöhnlich lokale Regen-, Hagel- oder Graupelschauer nieder. Die oberen Ränder haben entweder kompakte Cumulusformen und bilden mächtige Köpfe, oder sie gehen in cirrusartige Bildungen über.

Die Front weit ausgedehnter Gewitterwolken zieht nicht selten in Form eines weit ausgedehnten Bogens vom Horizont herauf.

10. Stratus (S.). Gehobene Nebel in wagerechter Schichtung.

Die Cirro-Cumuli, Strato-Cumuli (Roll-Cumuli), zuweilen auch andere Formen, bieten zuweilen das Bild regelmässiger paralleler Streifen in gleichem Abstande gleich den Wellen an der Oberfläche des Wassers dar und werden dann als Wogenwolken bezeichnet.[2])

Bei der ausserordentlichen Mannigfaltigkeit der Wolkenformen, deren viele sich häufig auch zugleich am Himmel zeigen und bei den vielen Übergängen der Formen in einander, wird man nicht erwarten dürfen, in jedem gegebenen Falle die beobachteten Wolken mit Sicherheit in eine der obigen Typen einreihen zu können.

---

genug, um reiner Stratus genannt zu werden und doch mit zu unregelmässigen und wenig emporragenden Erhöhungen versehen, um Cumulus genannt werden zu können. — Eine schöne Photographie eines Strato-Cumulus zur See mit durchbrechenden divergierenden Sonnenstrahlen (Wasserziehen der Sonne, im südlichen Pacific „ropes of Maui" genannt) findet sich als Titelblatt in Abercrombys Buch: Seas and Skies in many latitudes. London 1888, das viele für die Wolkenlehre wichtige Beobachtungen enthält.

[1]) Eine seltenere Form ist der umgekehrte Cumulus, Mammato-Cumulus, auch Feston-Cloud, bei welcher die halbkugeligen Hervorragungen aus der Wolkendecke nach unten gekehrt sind. Abercromby erklärt wohl mit Recht diese Wolkenbildung dadurch, dass die aufsteigende Luftbewegung, welche einen Niederschlag mit unten horizontaler Basis und kugeligen Hervorragungen oben erzeugt hat (den Cumulus), plötzlich aufhört. Die Wolkenteilchen beginnen zu fallen, und bilden nun den umgekehrten Cumulus (s. Nature. May 24th. 1883 und Quarterly Journ. R. Met. S. XIII. S. 144). Ich habe diese Wolkenform im Sommer bei sich auflösenden oder nicht zum Ausbruch gelangenden Gewittern einigemale beobachtet.

[2]) Erklärung folgt später.

Den Prinzipien, die der internationalen Klassifikation der Wolken zu Grunde liegen, hat H. Hildebrandsson in folgenden Worten einen kurzen klaren Ausdruck gegeben.

Die internationale Klassifikation ist sehr einfach. In der Sitzung des permanenten Meteorologischen Komitees 1885 (Paris) wurde von Clement Ley, Brito Capello und mir vorgeschlagen, dass man bei gewöhnlichen Wolkenbeobachtungen nur hohe und niedrige Wolken unterscheiden sollte. Es zeigte sich aber sofort, dass zwei Etagen nicht genügen; Abercromby und ich haben daher drei vorgeschlagen und in jeder Etage geballte und geschichtete Formen getrennt. So erhielten wir ausser den reinen Cirri:

Hohe Wolken: Cirro-Stratus und Cirro-Cumulus.
Mittelhohe Wolken: Stratus und Alto-Cumulus,
Niedrige Wolken: Nimbus und Strato-Cumulus.

Diese Formen treten bei den grossen allgemeinen Bewegungen der Atmosphäre auf.

Daneben haben wir die sozusagen mehr lokalen Wolkenformen ausgeschieden: 1. Die im aufsteigenden Luftstrom gebildeten Cumuli, die sich zuweilen zu Cumulo-Nimbi auftürmen und Regenschauer und Gewitter bringen, und 2. die Ausfüllungen in den niedrigsten Schichten oder alle Formen von Nebelwolken und Stratus.

Über die Namen kann man streiten (sie sind den schon so verbreiteten und eingebürgerten Howardschen Bezeichnungen nachgebildet), aber die Formen muss man zugeben. Die Etagen sind in der Natur nicht durch Zwischenräume von einander geschieden, im Gegenteile gehen sie allmählich in einander über. Desgleichen giebt es zahllose Übergänge zwischen geballten und geschichteten Formen. Man muss aber stets, wie Goethe von der Klassifikation Howards sagt, „die Unterschiede fest im Auge behalten und sich nicht irre machen lassen, wenn gewisse schwankende Erscheinungen vorkommen, man übe sich vielmehr, dieselben auf die Hauptrubriken zurückzuführen.“ (Met. Z. 1893. Litteraturbericht S. 45.) Man beachte auch, was Hildebrandsson vorher sagt über Nimbus- und Stratusformen.

C. Das Entstehen der Wolkenformen. Über die Entstehung oder über die Vorgänge bei der Bildung der verschiedenen Wolkenarten sind wir vielfach noch im unklaren, wenn wir auch im allgemeinen wissen, dass Wolken dort entstehen, wo feuchte Luft abgekühlt wird, oder der Wasserdampf einer warmen feuchten Schicht in kältere Luftschichten diffundiert.

1. Am klarsten ist der Bildungsvorgang bei den Cumuluswolken. Dieselben entstehen durch die dynamische Abkühlung frei aufsteigender feuchter Luft, die durch grössere Wärme und Dampfgehalt einen Auftrieb hat und in mehr oder minder (wenigstens relativ) ruhende höhere Luftschichten eindringt. Dabei entstehen die abgerundeten traubigen Formen der oberen Partien der Haufenwolken. Der von den Lokomotiven ausgestossene Dampf zeigt die gleiche Ballenform. Dabei zeigen die mächtigeren Cumuluswolken eine starke innere Bewegung, eine stetige Formveränderung, ein Aufquellen und Aufblähen, Vorschiessen neuer Köpfe und turmartigen Aufbau. Die Kraft, welche die feuchte Luft so energisch in die Höhe treibt, ist die latente Wärme des in der Wolke kondensierten Wasserdampfes, zuweilen vielleicht auch, wie v. Bezold hervorhebt[1]), das plötzliche Erstarren der überkalteten Wasserteilchen, also die plötzlich frei werdende Flüssigkeitswärme, wenn die Cumulusbildung sehr grosse Höhen erreicht hat.

Die Haufenwolken erheben sich über einer horizontalen Basis. Diese ebene Grundfläche bezeichnet die Höhe, in welcher die aufsteigenden Luftmassen gerade bis zum Taupunkt sich abgekühlt haben, dieselbe wird von dem Grade der Sättigung der Luft mit Wasserdampf bedingt. An ein und demselben Tage befindet sich deshalb die Basis aller sich bildenden Cumuli sehr nahe in gleicher Höhe. Je trockener die Luft, desto höher liegt die Basis der Haufenwolken.

Die Bildung von mächtigen Haufenwolken in höheren Schichten der Atmosphäre infolge von allgemeinen Bewegungszuständen hat Süring auf einer Ballonfahrt beobachtet.[2])

Die Form der Haufenwolken beweist, dass dieselbe ein Produkt der Erkaltung der aufsteigenden Luft in ihrer ganzen Masse ist, nicht etwa eine Folge der Mischung derselben mit den höheren kalten Luftschichten. In diesem Falle müssten hohle glockenförmige Wolkenformen entstehen, während die Haufenwolken gerade die dichtesten und massigsten Wolkenformen sind. Es können allerdings auch Mischungsformen an den äusseren Rändern der Cumuli vorkommen, wodurch dann besondere Wolkenformen sich an dieselben ansetzen können.[3])

Cumuluswolken entstehen zuweilen über Bränden (namentlich auch über den grossen Grasbränden während der Trockenzeit im Innern des tropischen Afrika), sowie in grosser Mächtigkeit bei vulkanischen Ausbrüchen. Im letzteren Falle stammt der emporgeführte Wasserdampf zumeist aus dem

---

[1]) W. v. Bezold, Über Wolkenbildung. Berlin 1894. (Paetel.) Im Nachfolgenden zuweilen benutzt. Und: Thermodynamik der Atmosphäre IV.

[2]) Met. Z. 1900. S. 177. Interessante Beschreibung durch die allgemeine Luftbewegung erzeugter Cumuli.

[3]) Die Umwandlung der Cumulusköpfe durch den Wind haben Köppen (Met. Z. 1887. S. 258) und M. Möller (Met. Z. 1890. S. 220) verfolgt. — Helm Clayton behandelt in dem schon citierten Werke, Kap. VI, auch die Bildung der Wolken, und giebt sehr instruktive Beobachtungen und Erörterungen.

Vulkanherde selbst, im ersteren ist es der atmosphärische Wasserdampf, der mit der erhitzten Luft aufsteigt und dabei abkühlt.[1])

Die häufige Bildung von Cumuluswolken an und über Berggipfeln infolge der tagsüber (frei) an den Berghängen aufsteigenden Luft (aufsteigender Thalwind) wird später noch erörtert werden.

2. Erfolgt das Aufsteigen der Luft gezwungen, indem ein feuchter Luftstrom über einen Gebirgskamm hinwegweht, so entstehen zumeist Schichtwolken, die den oberen Teil des Gebirges zuweilen gleichmässig einhüllen und wasserfallartig auf der Leeseite herabfallen, und dort in einer gewissen Höhe infolge der dynamischen Erwärmung der herabsinkenden Luft sich wieder auflösen (Tafeltuch auf dem Tafelberg bei heftigen SE- und NW-Winden[2])), zuweilen aber erst in einigem Abstand in der Höhe sich bilden.[3]) Diese Wolkenschichten (passive Wolken nennt sie Möller) können eine grosse Mächtigkeit erlangen, gelegentlich doch auch Cumulusköpfe aufsetzen, wo infolge der frei werdenden Dampfwärme die Luft örtlich einen selbständigen Auftrieb erhält.

Selbst wenn der Wind von der glatten See her gegen ein flaches Ufer weht, können in manchen Fällen über dem Lande sich Wolken bilden, indem der Wind nach oben abgelenkt wird durch die Verzögerung, welche seine unteren Schichten durch die stärkere Reibung über dem Lande erfahren.

Die verschiedenen Formen der Schichtwolken (Stratusformen) haben wohl recht verschiedenen Ursprung. In vielen Fällen ist die Erkaltung feuchter Luft an oder in der Nähe des Erdbodens durch die Wärmeausstrahlung des Bodens bei Nacht und im Winter die Ursache der Bildung von Schichtwolken (Nebel, gehobener Nebel). In kalten Winternächten, auch im Sommer bei feuchter Luft nach rascher Aufklarung und starker Wärmestrahlung, bilden sich nachts zuweilen auch Schichtwolken in grosser Höhe, die rasch den ganzen Himmel bedecken.[4]) Wahrscheinlich sind dann die höheren Schichten darüber sehr trocken und diatherman. Es kann vielleicht auch zuweilen vorkommen, dass bei rasch sinkendem Luftdruck die Luftschichten sich nach oben ausdehnen und dabei erkalten, so dass sie, wenn in der Höhe gesättigt feucht, eine hohe Schichtwolke bilden. (J. Herschels Barometric fog.)

Auch das zuweilen rasche Anwachsen der Cumuli am Abend und in der Nacht führt wohl mit vollem Recht Clayton auf die Wärmeausstrahlung an der oberen Begrenzung der Wolken zurück.

In vielen Fällen wird durch die Mischung verschieden temperierter Luftschichten an den Grenzflächen übereinander wehender Luftströmungen eine Verdichtung des Wasserdampfes in Form von Schichtwolken eintreten. Es können dabei aber auch mannigfache Wolkenformen, aber stets leichterer Natur, entstehen. Die Kondensationsvorgänge bei solchen Mischungen hat v. Bezold einer eingehenden Untersuchung unterzogen, auf die schon hingewiesen worden ist. Dieselben hängen ganz von den Mischungsverhältnissen ab, die natürlich häufig wechseln und sich ändern, sodass die dadurch entstandenen Wolken über grosse Flächen hin leicht vergänglicher und nach Form und Dichte variabler Natur sein können.

3. Die bemerkenswertesten Wolkenformen, die hier angereiht werden müssen, sind die sogenannten Wolkenwogen.

---

[1]) Über Wolkenbildung bei Bränden siehe Eaton in Science XXI. pag. 346 und Met. Z. 1893. S. 438. Dann R. De C. Ward in Science. Vol V. pag. 60. Jan. 1897. Mit guten Abbildungen. Ich habe selbst an einem feuchten Apriltag über einem entfernten Brand in der Höhe weisse Cumuluswolken sich bilden sehen, die mit dem Winde eine Weile fortzogen. S. darüber auch Flögel in Met. Z. XXXV. 1900. S. 179. Bei vulkanischen Ausbrüchen sind mächtige Cumulusbildungen, die sich selbst in Regengüssen und Gewittern entladen, eine gewöhnliche Erscheinung. Bei dem Ausbruch des Mauna Loa auf Hawaii 1886/87 zeigte sich genau über der Linie des Lavastroms vom Gipfel bis zum Meeresufer herab eine stationäre dunkle Wolke, die tagelang ohne Änderung sich erhielt. In diesem Falle (und dem nächsten) war es zumeist der atmosphärische Wasserdampf, der mit der erhitzten Luft aufstieg und von den Seiten herbeiströmte. Eine ähnliche Wolke bildet sich über dem Feuersee des Kilauea. Bei der Eruption 1868 beobachtete sie E. S. Bishop aus 230 km Entfernung (in Lahaina). Die Höhe der Wolke ergab sich zu 11.3 km. Dieser Cumulus war von fortwährenden Blitzen erleuchtet, die schon gleich nach Sonnenuntergang sichtbar wurden. (Science. Vol IX. 1887. pag. 206.) Von der Cumuluswolke, die sich in grösserer Höhe über dem Feuerherd des Kilauea bildet, findet sich eine Abbildung in „Himmel und Erde.“ VIII. Jahrgang. 1895. S. 50.

[2]) Abbildung in Herschel, Meteorology und in Hann: Allgemeine Erdkunde. V. Aufl. I. B. S. 181.

[3]) A. Mascari giebt Abbildungen solcher Wolken über dem Gipfel des Ätna mehr als 1 km über demselben, in 4500—5000 m. Ciel et Terre. No. 20 vom 16. Dezember 1897. Die von Rebeur-Paschwitz abgebildeten merkwürdigen Wolkenhauben über dem Gipfel des Pic de Teyde sind wohl auf eine andere Ursache zurückzuführen (Met. Z. 1893. S. 429), sowie auch die von E. Naumann über dem Fusijama beobachtete ähnliche Wolke. Jahresbericht der Geographischen Gesellschaft in München. 1887. S. 109 etc. (Fujisan).

[4]) J. Herschel citiert folgende Beobachtung vom 19. April 1827 nachts: Der Himmel war bis $16^1/_4$h Sternzeit vollkommen klar und es herrschte absolute Windstille. Da begann sich in einer höheren Luftschicht am östlichen Himmel ein Stratus zu bilden und in 8 Minuten war derselbe bis zum westlichen Horizont fortgeschritten und hatte den ganzen Himmel eingenommen. Es blieb dabei windstill. Die Geschwindigkeit des Fortschreitens des Wolkenrandes von E nach W, der Sonne folgend, konnte nicht kleiner als 130 m pro Sekunde sein (Stratusbildung durch Wärmeausstrahlung in höheren Schichten). S. auch Helm Clayton l. c. S. 390.

Helmholtz hat (1889) nachgewiesen[1]), dass, wenn eine leichtere (wärmere) Luftströmung über eine dichtere (kältere) in grosser Ausdehnung hinwegstreicht, in letzterer Wellenbewegungen eintreten können, analog den Wasserwellen bei stark bewegter Luft. Nur sind die entsprechenden Luftwellen wegen der viel geringeren Dichtigkeitsunterschiede viel länger als die Wasserwellen. Wasserwellen von 1 m Höhe entsprechen bei einer Temperaturdifferenz von 10° Luftwellen von 2—5 km Länge, solche von 5—10 m Luftwellen von 15—30 km. Wenn daher zwei entgegengesetzt gerichtete Luftströmungen übereinander wehen, so kann es vorkommen, dass die obere Grenzfläche derselben sich in eine Fläche mit Wellenbergen und Wellenthälern von Hunderten von Metern Länge verwandelt. Wenn dann die untere Schicht mit Wasserdampf gesättigt ist, so wird die in den Wellenbergen gehobene und dabei abkühlende Luft ihren Wasserdampf kondensieren und parallele Wolkenlagen oder Wolkenwulste bilden. Auf solche Weise können sich rasch über das ganze Firmament hin lange parallele Wolkenstreifen bilden. „Wird an irgend einer Stelle der Trennungsschicht noch ein ähnliches Wellensystem aus anderer Richtung erzeugt, so werden die bereits gebildeten Wolkenstreifen durch dieses zweite System abermals geteilt und die ganze Wolkenschicht zerfällt in rautenförmige Gebilde, es entstehen die sog. Schäfchen oder Lämmerwolken." Besitzen diese, durch rautenförmige Teilung in mittleren Höhen von 3.5 km entstandenen Wolkenballen ziemlich viel Masse und erinnern an hochschwebende Hautenwolken, so werden sie Alto-Cumuli vorstellen, sind sie sehr zart und schweben in hohen Regionen, so werden sie als Cirro-Cumuli bezeichnet werden[2]) (v. Bezold).

Solche Vorgänge werden sich zumeist in mittleren und grossen Höhen der Atmosphäre abspielen[3]).

Bei Ballonfahrten hat man in letzter Zeit mehrfach die den Helmholtzschen Wogenwolken zu Grunde liegenden atmosphärischen Vorgänge beobachten können. Besonders lehrreich war in dieser Beziehung die (bayerische) Ballonfahrt am 7. November 1896. Über der Erde lag eine ruhende kalte Luftschicht von einer Temperatur von 2.7°. Darüber hin ging in 400 m Höhe eine Luftströmung mit 12.5 m Geschwindigkeit von W nach E, die eine Temperatur von 9.2° hatte. Dabei zeigten sich über der Erde Nebelrollen, deren 15 auf 7½ km Entfernung kamen. Die Luftwogen hatten demnach eine Länge von 500 m, was ziemlich genau der Rechnung entspricht[4]).

Wenn Luftströmungen über Unebenheiten der Erdoberfläche hinweggehen, können sich stehende Luftwellen bilden, wie in einem Flusse, der über felsigen Grund strömt. Cl. Abbe beobachtete solche stehende Luftwellen, deren Kämme durch Wolkenbildung sichtbar wurden, die sich vom Gipfel des Green Mountain auf der Insel Ascension, auf dessen Leeseite hunderte von englischen Meilen verfolgen liessen, und die unter dem Einflusse des stetigen SE-Passates entstanden waren. Sie verschwanden bei Nacht, wenn die Luft kühler und trockener wurde, und erschienen wieder regelmässig bei Tage. Eine ganz analoge Wolkenbildung auf der Insel Skye hat Stevenson beschrieben und abgebildet[5]). Auch die sog. Helmwolke am Cross Fell in Nordwest-England ist ähnlichen Ursprungs[6]).

---

1) Helmholtz, Über atmosphärische Bewegungen. II. Mitteilung. Sitzungsberichte der Berliner Akad. 1889. S. 503.

2) Vettin suchte die Bildung der Schäfchenwolken experimentell zu erläutern, wobei er auch elektrische Wirkungen ins Spiel brachte, worauf wir nur hinweisen können. Met. Z. 1886. S. 38 u. Busch, S. 128.

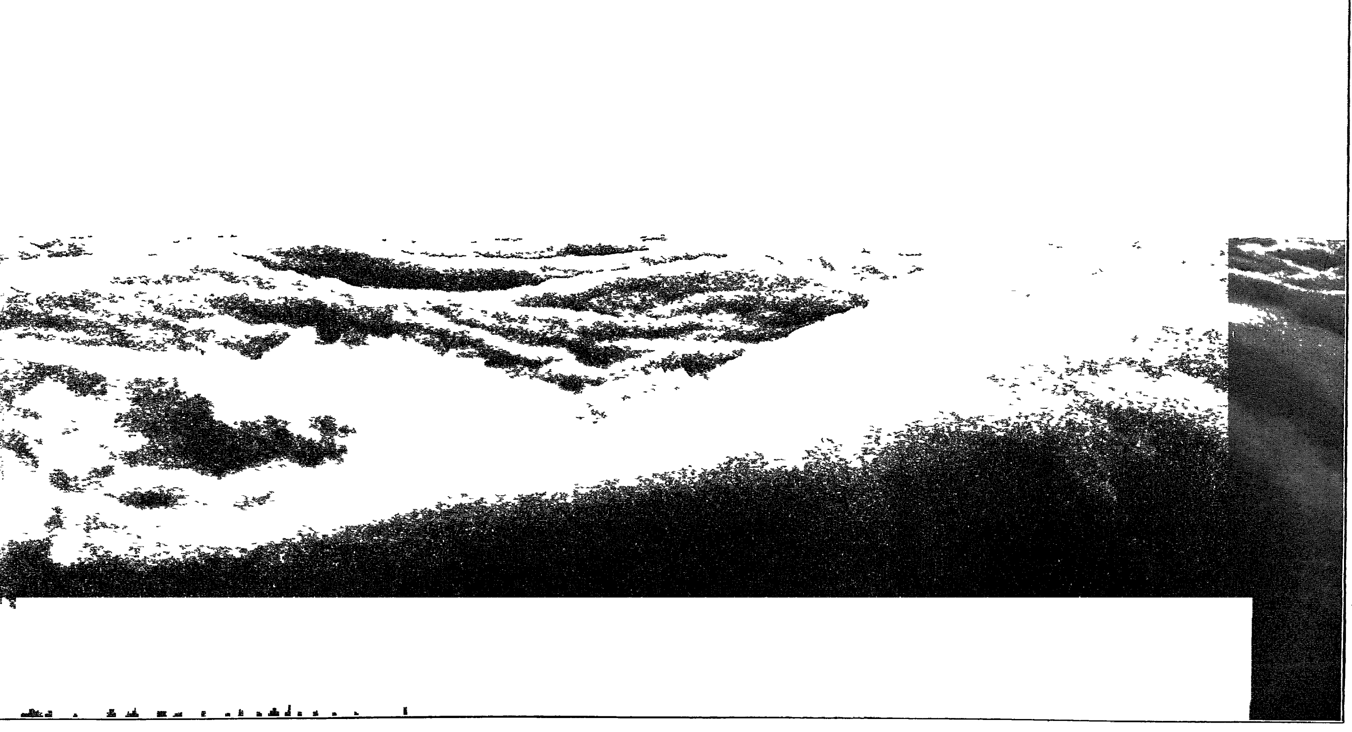
3) Auf eine andere Folgerung aus der Bildung von Luftwogen mag hier noch hingewiesen werden. Da die Länge der Luftwellen mehrere Kilometer beträgt, der Vorgang sich in Höhen von ein oder einigen Kilometern abspielt, so wird die Wellenbildung auch von Einfluss werden können auf die Windstärke an der Erdoberfläche, unter den Wellenthälern wird dieselbe verstärkt, unter den Wellenbergen geschwächt. Daraus erklären sich wohl manche periodische Wechsel der Windstärke und böiges Wetter. Helmholtz, Über atmosphärische Bewegungen. (Referat in Met. Z. 1890. S. 81. Siehe Kassner, Wogenwolken und Niederschläge. Ebenda 1891. S. 433, und Stanhope Eyre in „Das Wetter" 1897 u. 1898.)

Übrigens hat schon der jüngere Darwin die Streifenwolken mit den Ripple marks, den Wellenfurchen im Ufersande, verglichen und als Bildungen zwischen zwei verschiedenen Luftströmungen zu erklären gesucht. Proc. R. Soc. XXXVI. pag. 18—43. M. s. auch die Abbildungen in Geograph. Journ. Juni 1899. Vaughan Cornish, Kumatology. pag. 624. Plate I u. II, und besonders in Scottish Geographical Mag. Jan. 1901.

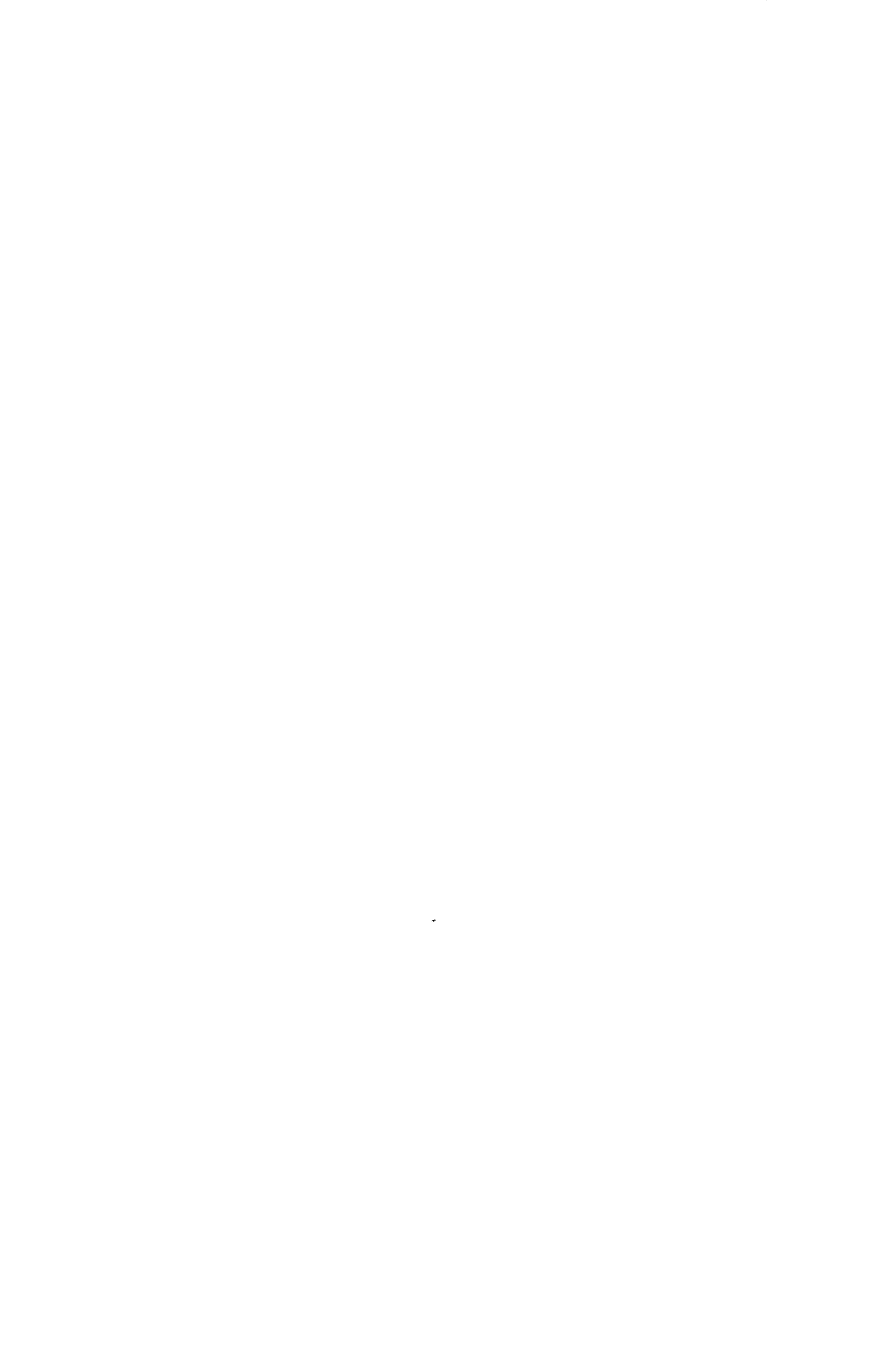
4) Emden in Wiedemanns Annalen. B. 62. 1897. S. 374, und Met. Z. B. XXXII. S. 429. O. Baschin, Met. Z. 1900. S. 231. Zeitschrift der Berliner Gesellschaft für Erdkunde. XXXIV. 1899. S. 408.

5) Nature. XIII. 1875. pag. 487 und Journ. Scott. Met. Soc. N. S. Vol. V. pag. 16.

6) The Helm Wind. Journ. R. Met. Soc. X. 1884. pag. 267, XI. p. 226 u. XII. pag. 1. Wenn ein heftiger Ostwind über die Kette des Cross Fell hinweht, hüllt sich dieselbe in eine stationäre Wolke. Eine zweite stetige Wolke, Helm Bar genannt, bildet sich in kurzer Entfernung davon auf der Leeseite des Berges, offenbar im aufsteigenden Teile einer stehenden Luftwelle, die sich hinter dem Berge auf dessen Luvseite bildet (Abb. B. XII. S. 2—3). Wm. M. Davis hat eine ähnliche Wolkenbildung in den Cevennen beobachtet. Met. Z. 1899. S. 121. Auch die von Mohorovičić über der Bucht von Buccari bei Bora beobachteten und gezeichneten Wolken (Met. Z. 1889. B. XXIV. S. 56) gehören hierher. J. Herschel führt an, dass sich bei besonders heftigen SE-Winden, die den Tafelberg in das Tafeltuch hüllen, über der Tafelbai eine scheinbar ruhige, isolierte Wolke bildet, die aber eine starke innere Bewegung zeigt (Meteorology. pag. 96.) Dieselbe Wolkenbildung beobachtete S. Fritz bei heftigem Föhn (SE-Wind, der über das Festland von Grönland herkommt) über der Mitte des Ivigtut Fjords. (Met. Aarbog for 1882. II. les Colonies pag. VII—XVI. fohnclouds. pag. XII u. Fig. 2—4. Remarks on the Winds, Clouds and Auroras after 13 years Observations at Ivigtut.



Nebelmeer, aufgenommen vom Mt Tamalpais (bei S Francisco) von A G Mc Adie, Direktor des Observatoriums
Hohe der Wolkenoberfläche 500 m



4. Die Entstehung der Cirrusformen ist in einigen Fällen ganz deutlich zu beobachten, in anderen Fällen, namentlich bei den isolierten höchsten derartigen Bildungen, weniger klar oder unbestimmt. Es mögen diese leichten faserigen Wolkenformen in den schon sehr wasserdampfarmen höchsten Luftschichten wohl auch recht verschiedenartiger Entstehung sein.

Am klarsten ist die Entstehung der Cirrusfasern und Cirro-Stratusdecken über beschränkten aber intensiven Niederschlagsherden, oberhalb der mächtigen Cumuli der aufsteigenden Luftbewegung, namentlich über den Gewitterwolken, wo sie fast ständig auftreten. Bei der Darstellung der Gewitterbildung wird diese Wolkenform noch spezieller behandelt werden. Hier wollen wir nur darauf hinweisen, dass sie einer oberhalb eines Niederschlagsherdes ausfliessenden oder ausströmenden Luftbewegung angehört, einer Fortführung und Auflösung des Wolkenmaterials in einer trockenen Umgebung.[1])

Hildebrandsson stellt sich den Vorgang bei der Bildung der Gewitter-Cirren so vor: Wenn die Cumulusköpfe der Gewitterwolken in die hohen kalten trockenen Luftschichten eindringen, so verdampfen sie an ihrer Oberfläche und der Dampf kondensiert sich sogleich wieder in Frostnebeln, wie sich solche bei strenger Kälte über offenem Wasser bilden. Dieser Frostnebel fliesst aus und bildet die Cirren.[2]) Die rasche Ausbreitung der Cirrusbildungen spricht aber für eine lebhafte ausströmende Luftbewegung oberhalb des Niederschlagsherdes. H. Clayton berechnete selbe in einem Falle (nach den Messungen) zu 14—16 m pro Sekunde.

Ist die Luft in den höchsten Schichten ruhig, so breitet sich dieser Cirro-Stratus-Schirm mehr gleichmässig nach allen Seiten über dem Strato-Nimbus aus, in den meisten Fällen wird aber derselbe von der oben vorherrschenden Luftbewegung nach einer Seite hin weit fortgeführt, zuweilen hunderte von Kilometern weit, was allerdings nur eintritt, wenn derselbe ausgedehnten intensiven Niederschlägen angehört. Solche Fälle bilden den Übergang zu den verbreiteten Cirrus und Cirro-Stratus-Ausströmungen aus den grossen atmosphärischen Wirbeln, deren Herannahen oder seitlichen Vorübergang sie zuweilen selbst früher anzeigen, als selbst das Barometer.

Es besteht kein wesentlicher, sondern nur ein gradueller Unterschied zwischen den Cirrus- und Cirro-Stratusbildungen oberhalb der Wolken lokaler Gewitterbildungen und jenen oberhalb der Niederschläge der grossen atmosphärischen Wirbel (Depressionen). Sie bestehen wie die letzteren aus Eisnadeln, sind Eiswolken, wie die in ihnen beobachteten Lichterscheinungen und die Beobachtungen im Ballon bezeugen. Süring bemerkt: Ein „falscher“ Cirrusschirm entwickelt sich direkt aus dem Cumulus heraus (s. Fahrt Nr. 68), die feine hellglänzende Masse unterscheidet sich von dem derben, traubenförmig aufquellenden Cumulus schon in der Farbe so sehr, dass kein Zweifel darüber bestehen kann, dass diese zarten Gebilde Eiswolken sind, die sich von dem überkalteten Cumulus loslösen. (Wissenschaftliche Luftfahrten. B. III und B. II. Fahrtbeschreibungen Nr. 36 u. 68.)

Allerdings treten sie öfter in geringeren Höhen auf, als die Cirrusbildungen der grossen atmosphärischen Strömungen, erreichen aber nicht selten auch die gleiche Höhe. Es lässt sich deshalb eine Abgrenzung und prinzipielle Unterscheidung zweier Gattungen von Cirren nicht festhalten. Deshalb halte ich die Bezeichnung der Gewitter-Cirren als „falsche Cirren“ (faux cirrus) für unzutreffend und irreführend.[3])

---

[1]) Wohl mit Recht hat man gesagt, dass Wolken mit faserigen Kontouren absteigenden Luftbewegungen und sich auflösenden Niederschlägen angehören, dagegen jene mit runden Kontouren aufsteigenden Bewegungen. S. auch Mohorovičić in Met. Z. 1892. S. 149. Auch hier möchte ich auf O. Volgers Artikel in Gaea, 1890, pag. 65, hinweisen, wo die Cirrusbildung gut geschildert ist (pag. 74). Auch die Einteilung der Wolkenformen in „Schwundformen“ und „Schwallformen“ hat manches für sich, und Möller hat ja den Gedanken weiter ausgeführt.

[2]) Met. Z. 1887. S. 255. Siehe auch C. d'Espiennes in Ciel et Terre und „Das Wetter.“ 1885. I. S. 162.

[3]) Ich befinde mich auch da in Übereinstimmung mit Herrn Durand Gréville (Théorie de la grêle. Revue scientifique 1894. II. pag. 457), auf dessen beachtenswerte Ausführungen ich verweisen möchte. Man kann die Gewitter-Cirren auch nicht niedrige Cirren nennen, wie folgende Gegenüberstellung der Höhenmessung derselben zeigt:

Höhen der Cirruswolken in Meter

Ort der Messungen	„Falsche Cirren“		„Wahrer Cirro-Stratus“	
	Maximum	Minimum	Maximum	Minimum
Upsala, 60°	5470	2460	11390	6840
Blue Hill, 42½°	12360	5390	12130	5520

Die tiefsten „wahren“ Cirro-Stratusbildungen gehen so weit herab wie die „falschen Cirren“ und desgleichen stimmen die Maxima der Höhen überein. Die Gewitter-Cirren kommen in allen Höhen von ca. 3 bis 13 km vor, die Cumulusköpfe erheben sich ja auch bis zu 10 und 13 km. Die neueren Messungen zu Upsala (1896/97) geben dem Cumulo-Nimbus auch Höhengrenzen von 4—9 km, selbst das Mittel (cumulo-nimbus, sommet) ist 4 km. Dass die sog. „falschen Cirren“ alle Attribute der wahren Cirri haben und auch optisch sich als Eiswolken zeigen, bestätigt Assmann (Gewitter in Mitteldeutschland. S. 29), wie dies schon Kämtz bemerkt hat. Dass in den Cirren- und Cirro-Stratusdecken der Gewitterwolken seltener Nebensonnen etc. gesehen werden, erklärt sich aus der grösseren Dicke derselben.

Die Cirren sind aber nicht immer Produkte eines fernen oder nahen Niederschlagsherdes, sie bilden sich zuweilen isoliert am heiteren Himmel vor dem Auge des Beobachters, treten also auch als selbständige Wolkenformen auf, und dies sind gerade die typischen und sehr häufigen Formen. Viele Erscheinungen[1]), sowie die Beobachtungen im Luftballon weisen darauf hin, dass in hohen Schichten der Atmosphäre fast ständig dünne Schichten von feinen Eisnadeln vorhanden sind, die sich von unten gesehen dem Auge entziehen und kaum die Färbung des Himmels ändern. Nur in ausgedehnteren Gebieten einer herabsinkenden Luftbewegung dürften sie fehlen, wodurch dann die Atmosphäre besonders diatherman wird und auffallendere Erscheinungen starker Wärmeausstrahlung eintreten können. Das Material zur Bildung von Eiswolken ist deshalb häufig in genügender Menge in den hohen Schichten der Atmosphäre vorhanden, um leichte Cirrus- und Cirro-Stratus-wolken bilden zu können.

Die Veranlassung dazu kann nun eine mannigfaltige sein. Die Cirren- und Cirro-Stratusschleier können durch Luftmischungen an den Grenzen verschieden bewegter Luftschichten sich bilden, sie können auch zuweilen Fallstreifen sein, indem ein Niederschlag, aus höheren Schichten herabsinkend, von den Winden zu Streifen und Wirbelfäden ausgezogen wird, selbst Wogenwolken mögen in den höchsten Schichten bei der Feinheit des Wolkenmaterials als mehr oder minder parallele Cirrusfäden und Cirrusbänden erscheinen[2]).

In Bezug auf weitere Informationen über die mannigfachen Wolkenbildungen (z. B. feston cloud, mammato cumulus, makarel sky etc.) und deren wahrscheinlichste Entstehung muss auf die speziell die Wolken behandelnde Litteratur verwiesen werden.

D. Die Höhen der verschiedenen Wolkenformen und die Geschwindigkeit des Wolkenzuges. Die Methoden der Messung der Wolkenhöhen und der Geschwindigkeit ihrer Fortbewegung haben gegenwärtig eine Präzision erreicht, welche die älteren derartigen Bestrebungen nur mehr von historischem Interesse erscheinen lässt[3]). Es handelt sich dabei im wesentlichen darum, den Winkel zwischen den Sehlinien zu bestimmen, unter denen dieselbe (kleinere) Wolke oder ein bestimmter Punkt derselben von zwei entfernten Beobachtungorten aus erscheint, also die Parallelaxe derselben zu messen. Die Distanz der Beobachtungsorte oder die Basislänge muss natürlich hinlänglich genau bekannt sein. Zur Winkelmessung bedient man sich der sog. Wolkentheodolithen, für diesen besonderen Zweck praktisch eingerichtete Instrumente nach Art eines astronomischen Altazimut. An Stelle des Fernrohres befindet sich aber eine offene Röhre ohne Linsen, und an Stelle des Objektivs bloss ein Fadenkreuz von Kupferdrähten. Die Schwierigkeit, denselben Punkt oder Wolkenteil gleichzeitig an beiden Beobachtungsorten zu fixieren, ist gegenwärtig durch die Benutzung eines Telephons grösstenteils behoben. Auf diese Weise sind im wesentlichen die schwedischen Wolkenmessungen unter Hildebrandssons Leitung, sowie die amerikanischen von Helm Clayton und Fergusson am Blue Hill-Observatorium des Herrn L. Rotch ausgeführt worden.

Seitdem aber die Wolkenphotographie die anfänglichen Schwierigkeiten überwunden und eine hohe Vollkommenheit erreicht hat, ist an die Stelle der Augenbeobachtungen vielfach die gleichzeitige Aufnahme derselben Wolke an den Enden einer Basislinie getreten. Die nach einer internationalen Vereinbarung in den Jahren August 1896 bis September 1897 an vielen Punkten der Erde angestellten systematischen Wolkenmessungen (und -Beobachtungen) sind zum grossen Teile mittelst photographischer Theodolithen ausgeführt worden.

Diese Instrumente, welche den Wolkenmessungen eine der Natur der Aufgabe

---

[1]) Siehe z. B. über aktinometrische Erfahrungen S. 37.

[2]) Clement Ley, Über die Struktur des Cirrofilum oder der fadenförmigen Eiswolke. Deutsche Met. Z. I. 1884. S. 261. Cloudland. S. 115 etc. W. Linss, Über die Entstehung von Wolkenstreifen. Met. Z. 1883. S. 57 u. 81. Helm Clayton, Notes on Cirrus formation. Quart. Journ. R. Met. Soc. Vol. XV. pag. 16, und Discussion of cloud observations, s. Tafel II. pag. 397. Poëy, Comment on observe les nuages. Paris 1879. Plumandon beobachtete auf dem Puy de Dôme einen Cirrus bei schönem Wetter, der innerhalb ¾ Stunden fast den ganzen Horizont durchlief. La Nature 30 Juillet 1887. pag. 134, mit Abbildung.

[3]) Wir verweisen in dieser Beziehung auf Schmids Lehrbuch. S. 664–669.

vollkommen entsprechende Genauigkeit gesichert haben, sind an die Stelle der sog. Nephoskope getreten, welche nur zu relativen Messungen geeignet waren, gegenwärtig aber noch zur Bestimmung des Wolkenzuges und der relativen Geschwindigkeit der Wolken praktische Verwendung finden.[1])

Ergebnisse der Messungen. Von den älteren Messungen der Höhe und Geschwindigkeit der Wolken haben gegenwärtig nur noch jene von Dr. J. Vettin in Berlin Interesse, der dabei eine ausserordentliche Sorgfalt und Ausdauer entwickelt hat und dadurch zu vielen selbständigen wertvollen Resultaten gelangt ist.[2])

Von den neueren Messungen haben vor allem die grundlegenden Arbeiten in Schweden unter Hildebrandsson (Upsala) das Terrain erst geklärt und uns die ersten genauen Resultate geliefert. Dann kamen die ausserordentlich wertvollen Messungen an dem Observatorium des Herrn A. L. Rotch auf dem Blue Hill bei Boston von Clayton und Fergusson und manche andere von geringerem Umfange. Die auf Anregung der Konferenz des internationalen Meteorologen-Komitées zu Upsala (1894) an vielen Punkten der Erde in dem Jahre 1896/97 angestellten Messungen sind erst zum kleineren Teile veröffentlicht, versprechen aber die Fragen über die Höhen und Geschwindigkeitsverhältnisse der Wolken gewissermassen endgiltig zu beantworten.[3])

Die wichtigsten Ergebnisse der Messungen der Wolkenhöhen (soweit bis Juni 1900 publiziert) finden sich in den nachfolgenden Tabellen thunlichst übersichtlich zusammengestellt. Die erste Tabelle enthält die mittleren Höhen der Haupttypen der Wolken nach den Messungen an verschiedenen Punkten der Erde. Wenn es gleich von vornherein angenommen werden durfte, dass die Wolkenformen unter

---

1) Über Nephoskope siehe: Braun, Das Nephoskop. Zeitschrift f. Met. II. S. 337; IX. S. 213, 257; XIII. S. 9, 176, 361. Fineman u. Garnier in Annuaire de la Soc. Met. de France 34. Année 1886. pag. 10 bis 15. Abbe u. Marvin, Annual Report Chief Signal officer 1887. II, und Rep. international Met. Congress. Chicago 1893. T. I. pag. 161 etc. American Met. Journ. XI. 1894. pag. 54. Clement Ley, Galton und Strachey, Quart. Journ. R. Met. Soc. 1880 u. 1886. Sprung, Zeitschrift f. Instrumentenkunde. 1891.

Über die Methoden der Wolkenmessung und die Berechnung der Messungen sehe man: N. Ekholm (Upsala), Methoden der Wolkenmessung. Met. Z. 1888. S. 125. F. Vettin, Messungen der Wolkenhöhen. Met. Z. 1883. S. 90 u. 92. Hildebrandsson u. Hagström, Des principales methodes employées pour observer et mesurer les nuages. Upsala 1893. N. Ekholm, A new Instrument for cloud measurements. Quart. Journ. R. Met. Soc. Vol XIX. Jan. 1893, und Met. Z. 1896. S. 71. Westman, Quelques Tableaux de réduction pour les mesures photogrammétriques des nuages. Observatoire Upsala 1896.

C. Koppe, Photogrammetrie und internationale Wolkenmessung. Braunschweig 1896.

A. Sprung, Über den photogrammetrischen Wolkenautomaten und dessen Justierung. Zeitschrift für Instrumentenkunde. 1899. S. 112 u. 118.

Ausserdem enthalten die später citierten Publikationen über die Ergebnisse der Wolkenmessungen die Methoden der Beobachtung und der Berechnung derselben, die dabei in Anwendung gekommen sind.

2) Dr. J. Vettin, Die Luftströmungen über Berlin. Met. Z. B. XVII. 1882. S. 267 u. 351; 1883. S. 92 u. 162; 1886. S. 392; 1887. S. 214; 1889. Litteraturberichte S. 81 und 1892. Litteraturberichte S. 1.

3) N. Ekholm and K. L. Hagström, Mesures des hauteurs et des mouvements des nuages. Soc. R. des Sciences d'Upsal. Nov. 1884. Upsala 1885. Met. Z. 1887. S. 73 (auch 1886. S. 189). — H. H. Clayton and S. P. Fergusson: Measurements of cloud heights and velocities. Blue Hill. Met. Observ. Annals of the Astron. Observ. Harvard College. Vol XXX. Part III. S. a. Met. Z. 1893. Litteraturberichte S. 41 u. 80. — E. Kayser, Wolkenhöhenmessungen. Schriften der Naturf.-Gesellschaft in Danzig. N. F. B. IX. Heft 1. 1895. S. a. Met. Z. 1896. Litteraturbericht S. 29. — Clayden, Rep. British Assoc. Liverpool 1896. Messungen der Wolkenhöhen zu Kew. — Etudes internationales des nuages. 1896/97. Observ. Upsala. Observations et mesures de la Suède I, II, III. — Observatorio de Manila. Las nubes, por José Algué. S. J. Manila 1899. — L. Rotch, Blue Hill Met. Observ. 1897/98. International Cloud Measurements. 1896/97. Annals Observ. Harvard Coll. Vol XLII. P. II. Cambridge 1900. — Frank H. Bigelow: Report on the International Cloud Observations. 1896/97. Report Chief Weather Bureau. 1898/99. Vol II. Washington 1900. — Föyn, Wolkenbeobachtungen in Norwegen. Christiania 1900. Auch Met. Z. 1900. S. 492. — Rykatchew: Observ. internationales des nuages faites à l'Observ. à Pawlowsk 1896/97. — Teilweise Benutzung letzterer erst bei der Korrektur möglich.

allen Breiten im wesentlichen sich vollkommen gleichen werden, so ist doch ein Nachweis dafür, wie ihn R. Abercromby auf Grund eigener Beobachtungen geführt hat, von grossem Interesse.[1])

I. Übersicht über die Ergebnisse der Messungen der Wolkenhöhen an verschiedenen Orten im Sommer. Mittlere Höhen.

Ort	Spitzbergen C. Thordsen[2])	Schweden Stockholm[3]) 1887	Schweden Upsala alt 1884/1885	Schweden Upsala neu 1896/1897	Danzig	Irkutsk[4])	Blue Hill 1890/1891	Manila 1896/1897
Breite	78 1/2°	(63 1/3°)	60°	60°	54 1/2°	52.3°	42 1/2°	15°
Cirrus	7300	8300	8900	8200	10000	10900	9000	10900
Cirro-Stratus	—	—	7200	6400	—	6500	7700	11400
Cirro-Cumulus	6400	6300	6500	6500	6800	(8800)	7300	6600
Alto-Cumulus	3200	4600	5600	5200	4100	—	6400	5300
Strato-Cumulus	2500	1800	2300	1800	2200	2300	3200	2000
Cumulus (Basis)	—	1400	1400	1450	(2900)	(2900)	1500	1780
Nimbus	—	1700	1500	1200	—	—	600	1480

Bei Cumulus ist oft nicht angegeben, worauf sich die Messung bezieht, die eingeklammerten Zahlen sind wohl Mittel aus Basis und Kuppe (was aber nicht zweckmässig ist), bei den Messungen in Irkutsk haben Cirro-Stratus und Cirro-Cumulus vielleicht ihre Plätze vertauscht.

Die neue Wolkentabelle vom Blue Hill, die Messungen des amerikanischen Wetterbureau 1896/97 und jene zu Bossekop und Pawlowsk müssen hier hier im Nachtrage noch besonders eingestellt werden.

	Cirrus	Cirro-Stratus	Cirro-Cumulus	Alto-Stratus	Alto-Cumulus	Cumulus-köpfe	Cumulus-basis	Strato-Cumulus	Nimbus	Stratus
Mittlere Wolkenhöhen nach den Messungen auf Blue Hill 1890/91 und 1896/97										
	9100	9500	6400	5400	3700	2200	1600	1400	900	600
Wetterbureau 1896/97. A. Messungen mit Nephoskop. B. Messungen mit Wolken-Theodolith										
A	9900	10000	8100	5300	4400	2960[5])	(1200)	2600	1870	1000
B	9830	9780	8120	5870	4540	1820		2520	1810	900
Bossekop 1896/97. 69° 57 1/2' nördl. Br. Sommer										
	8320	6610	5350	4650	3420	2160	1320	1340	980	660
Pawlowsk. 1896/97. Sommerhalbjahr										
	8800	8100	5100	—	3100	2400	1640	1850	—[6])	840

Als allgemeine Resultate ergeben sich aus dieser Zusammenstellung:

Die Cirrus-Wolken halten sich in allen Klimaten in Höhen zwischen 7 km und 11 km.

Die Cirro-Stratus-Wolken sind durchschnittlich etwas niedriger, zwischen 6·5 und 9 km etwa, zuweilen sind sie aber auch höher gefunden worden als die Cirren.

[1]) Abercromby hat Wolkenphotographieen, die zum grössten Teile von ihm selbst hergestellt worden sind, aus allen Breiten zusammengestellt: Stratus von 72° N. bis 43° S., Cumulus von 64° N. bis 55° S., Cirrus und Cirro-Stratus von 52° N. bis 5° S., Cirro-Cumulus von 52° N. bis 51° S. und Strato-Cumulus von 52° N. bis 18° S. Er konnte derart, aber auch durch den eigenen Augenschein, die Identität der gleichen Wolkenformen unter allen Breiten konstatieren. On the Identity of cloud forms all over the world. Quart. Journ. R. Met. Soc. XIII. 1887. S. 140.

[2]) Observations faites au Cap Thordsen. Vol. I. pag. 278. Met. Z. 1888. S. 29. [3]) 600 m Seehöhe.

[4]) Met. Z. 1896. S. 16.

[5]) Dom 2960, top 1800, Basis 1200 m. — Cumulo-Nimbus: A. top 4350, Basis 1750, B. 4970.

[6]) Cumulo-Nimbus: Bossekop (70° N.) Gipfel 3960, Basis 2010, Pawlowsk (60°) Gipfel 4700, Basis 1600 m.

Die Cirro-Cumuli nehmen recht konstant eine Höhe von 6·5 bis 7·5 km ein.

Die Alto-Cumuli variieren stärker in der Höhe, die Messungen unterscheiden deshalb vielfach hohen und niedrigen (!) Alto-Cumulus. Upsala giebt als Mittel für die hohen Alto-Cumuli 5600, für die niedrigen 2800, in den neueren Messungen (1896 u. 1897) ebenso 5200 und 2700 m. Blue Hill (1890/91): hohe Alto-Cumuli 6400, niedrige 3200 m. In der neuen Tabelle sind offenbar die Mittel aus beiden genommen, was nicht zweckmässig ist.

Der Strato-Cumulus zeigt dagegen wieder in allen Messungen eine gute Übereinstimmung in den Höhen, die Mittel halten sich zwischen 1·8 und 2·3 km.

Cumulus oder Haufenwolke. Die Basis derselben ist recht übereinstimmend im Mittel bei 1·4 bis 1·8 km gefunden worden, es entspricht dies dem mittleren Kondensationsniveau an küstennahen Orten. Die mittlere Höhe der Regenwolken (Nimbus) ist sehr veränderlich und hat darum auch wenig Bedeutung, desgleichen die mittlere Höhe des Stratus, die wir deshalb weggelassen haben.

Neben den Mittelwerten sind aber auch die grössten und geringsten Höhen, in welchen jede der typischen Wolkenformen gemessen werden konnte, von grosser Wichtigkeit, an sich sowohl, als auch in Bezug auf eine kritische Beurteilung der Klassifikation der Wolken und deren Begründung.

II. Maxima und Minima der Wolkenhöhen im Vergleich mit der mittleren Höhe.

	Cirrus	Cirro-Stratus		Cirro-Cumulus	Alto-Cumulus		Strato-Cumulus	Falsche Cirren	Cumulus		Nimbus	Stratus
		hoher	niedrig.		hoher	niedrig.			Gipfel	Basis		
Upsala I. Sommer (1884).												
Mittel	8900	9250	5200	6500	5600	2800	2300	3900	1900	1400	1530	620
Maximum	13400	11400	5700	10200	8300	3800	4300	5500	3600	2100	3700	1000
Minimum	5000	6800	4700	3900	4000	1500	900	2500	900	700	200	400
Upsala II. Sommer[1]) (1896/97).												
Mittel	8200	6400		6500	5200	2700	1800	(4000)	2000	1450	1200	—
Maximum	11300	9950		10600	8850	3400	4400	9000	3700	2900	2500	—
Minimum	3600	2900		2500	4000	1300	470	2300	(670)	500	230	—
Blue Hill. Sommer (1886—1891).												
Mittel	9000	8800	6500	7600	6400	3200	2000	8200	2200	1500	700	580
Maximum	14900	12100	12050	10500	8200	7050	3300	12400	—	3600	1700	2050
Minimum	5400	5500	2300	4800	3100	800	1100	5400	1500	600	65	120
Bossekop. 70° N. Juni bis September (1896).												
Maximum	11790	10390		8390	6660		3210	9020[2])	4820	2930	3120	1900
Minimum	5560	3290		2240	1880		350	1480	600	340	200	10
Pawlowsk. 59·7° N. Sommer (1896).												
Maximum	11700	10100		7900	7800		3500	6600[2])	5700	2600	—	1170
Minimum	4700	3300		2200	1410		750	2900	820	703	—	530

Die Messungen des Wetterbureau (mit Nephoskop) ergaben als maximale Höhen: Cirrus (September) 17200, Cirro-Stratus (Juni) 16100, Cirro-Cumulus (Juli) 15400, Alto-Stratus (August) 15500, Alto-Cumulus (Juli) 10170, Cumulus 5200, Cumulo-Nimbus 15900. Cirrus und Cirro-Cumulus wurde noch in 5200 m (Minimum) beobachtet, Ci.-Cu. in 3100 m.

[1]) Die Extreme beziehen sich hier auf das ganze Jahr.

[2]) Cumulo-Nimbus, Gipfel (Schirm) Basis; Bossekop 3030 und 830, Pawlowsk 2400 und 980 m.

Die grössten und kleinsten Werte der Wolkenhöhen sind natürlich viel unsicherer als die mittleren Werte, weil eine einzelne Beobachtung sowohl in der Klassifikation der gemessenen Wolke, sowie in der Messung selbst grösserer Unsicherheit unterliegt. Soweit also die in unserer Tabelle enthaltenen Ergebnisse sicher sind, erkennt man aus derselben, dass die meisten Wolkenformen fast in allen Höhen vorkommen können. Am auffallendsten zeigt sich dies beim Alto-Cumulus, der in dem Höhenintervall von 800 (oder wenigstens 1300) bis über 8800 m vorkommen kann. Die Unterscheidung eines „niedrigen" Alto-Cumulus muss deshalb aufgegeben werden (schon die Bezeichnung enthält einen Widerspruch).

Im allgemeinen muss auch beachtet werden, dass man die Wolkenhöhen relativ nehmen soll, von der (örtlich gehobenen) Erdoberfläche aus, denn das mittlere Kondensationsniveau und damit die Wolkenhöhe steigt mit der Erhebung des Landes.

Am auffallendsten tritt dies bei dem Cumulus hervor. Das Kondensationsniveau und damit die mittlere Höhe der Basis der Cumuli steigt mit der Erhebung des Landes und mit der grösseren Trockenheit des Klimas, namentlich im Sommer im Innern des Landes. Die mittlere Höhe der Basis der Cumuli, in Küstennähe zu 14—1500 m gemessen, liegt wohl schon in den Ostalpen über 2000 m (im Sommer). Viel zu niedrig sind auch die mittleren Gipfelhöhen 20—2200 m, und desgleichen die Extreme für Basis und Gipfel. Ich habe selbst typische Gewitter-Cumuli (also relativ tiefere) hoch über dem Wiesbachhorn (3500 m) hinziehen sehen, sie ziehen aber im Wallis über die höchsten Gipfel hin (4500 m) und selbst über den Mont Blanc (4800 m). Wie mag es erst im Innern Asiens sich damit verhalten? Es sind das keine Alto-Cumuli, sie können auch Regen und Gewitter geben.

Die Gipfel der Cumuli erreichen im Inland jedenfalls häufig (im Sommer) 6—12 km [1].

Auch das Maximum der unteren Höhe der Regenwolke Nimbus ist mit 3.7 km zu niedrig angegeben, soweit für die vorliegenden Messungen allgemeine Giltigkeit beansprucht werden sollte. Es regnet zuweilen, wenn auch schwach, aus cirro-stratusartigen, also sehr hohen Wolken. Auch Möller sagt, dass bei Beginn der Landregen die „Teppichwolke" höher als 3000 m liegt, und dass mit einiger Sicherheit angenommen werden kann, dass bisweilen schon Regen fällt, wenn diese „Teppichwolke" noch Cirrus ist. Der Regen kommt dann aus 5—6 km Höhe, der Niederschlag am Boden ist also geschmolzenes Eis oder Schnee [2].

Als Maxima der Wolkenhöhen wurden bei den photographischen Wolkenmessungen zu Kew (mit zwei Kamera, Basis 200 Yards, Exposition 1/4 Sekunde und weniger, die Sonne befand sich auf den Bildern) gefunden:

Mackerel sky (Cirro-Cumulus)	Cirro-Stratus	Cirrus	Oberfläche der Cirri
11.7	15.5	18.7	27.4 km

Clayden in Report British Assoc. Liverpool 1896.

Dr. O. Kunze sah von Darjeeling aus hinter dem Kintchindjinga (8480 m) Wolken aufsteigen, so dass er die Höhe derselben auf mindestens 12 km schätzen musste.

2. Wolkenetagen, Höhenzonen mit grösster Wolkenhäufigkeit. Schon Vettin hatte beobachtet, dass, wenn auch die Wolken in jeder beliebigen Höhe sich bilden, sie doch am häufigsten in gewissen Höhen vorkommen. Die neueren Wolkenmessungen haben diese Erfahrungen bestätigt. Die Häufigkeit der in verschiedenen Höhenschichten gemessenen Wolken ist folgende:

Häufigkeit der Wolken nach Höhenschichten.

	0—2000	2—4000	4—6000	6—8000	8—10000	10—12000	über 12000	Summe
Upsala I	315	206	78*	76*	88	48	—	811
Upsala II Sommer	271	168	64*	75	68	9	—	655
Upsala II Winter	72	34*	44	41	23	4	—	218
Blue Hill [3])	158	54	20*	28*	47	23	7	337
Bossekop	98	85	44*	62	69	7	—	365

[1]) Plumadon giebt einem Cumulus, den er von Clermont aus gesehen, eine Höhe von 10 km (Met. Z. 1893. S. 40). Riggenbach hat vom Säntis aus (August 1890) die Kuppen von Gewitter-Cumuli (5½ bis 6 h abends) zu 9—13 km gemessen. Die horizontale Basis hatte 2.8 km Höhe, die vertikale Mächtigkeit der Wolkenmasse erreichte daher mindestens 9 km! (Met. Z. B. XXVI. 1891. S. 96.) Eliot bemerkt, dass schon Cumuluswolken, von Simla aus, sicherlich 10 000 feet über den Schneeketten des Himalaya gesehen worden sind, also in 30000 feet = 9100 m über dem Meeresniveau. Abercromby photographierte eine Cumuluswolke, die sich von Kindschinschinja in 8500 m Höhe ablöste und langsam nach WNW zog.

[2]) M. Möller, Wolkenbeobachtungen. Met. Z. 1892. S. 411 etc.

[3]) Bloss jene Messungen, bei denen auch die Geschwindigkeit bestimmt worden ist.

Die Messungen des Wetterbureau 1896/97 mit Nephoskop, 4078 an der Zahl, geben folgende Verteilung der Wolkenhäufigkeit nach Höhenzonen von je 1600 m Mächtigkeit (untere Zone 0—1200):

Mittlere Höhe	600	2000	3600	5200	6800	8400	10000	11600	13200
Häufigkeit in Proz.	4.0	**21.8**	11.5	8.0	7.6*	12.8	**18.9**	10.0	5.4

Man sieht, dass überall zuerst eine Abnahme, dann wieder eine Zunahme der Häufigkeit der Wolken zu bemerken ist, das erste Maximum liegt in der Cumulusregion, das zweite in der Cirrus- und Cirro-Stratusregion. Im Winter liegt diese Zone einer zweiten Maximalfrequenz der Wolken etwas tiefer. Die Höhen zwischen 4 und 8 km sind wolkenärmer.

Sucht man die Maxima der Wolkenhäufigkeit nach kleineren Höhenintervallen auf, so findet man im Sommer zu Upsala das erste Maximum zwischen 1200 und 2000 m, das zweite Maximum liegt etwa zwischen 8 und 9 km Höhe, aber noch bis 10 km sind die Wolken häufiger als in dem mittleren Niveau zwischen 4 und 6 km. In der Gegend von Boston liegt das erste Maximum zwischen 800 und 2000 m mit 37 Proz. aller Beobachtungen und das zweite zwischen 7600 und 9200 m mit 13 Proz., während auf die Minimumzone bei 4800—6400 m kaum 4 Proz. aller Beobachtungen entfallen. Die Messungen des Wetterbureau stimmen vollkommen damit überein. Zu Pawlowsk tritt das erste Maximum der Wolkenhäufigkeit bei 1800 m ein, das Minimum bei 5400 m, das zweite Maximum bei 7800 m.[1]) Zu Bossekop: Maximum bei 1400 und 8000 m, Minimum bei 5600 m.

H. Clayton nimmt gegenwärtig sechs Wolkenetagen an: 1. Maximum in 12—20 Hektometer, 2. in 28—36, 3. in 44—52, 4. in 64—72, 5. in 80—88 und 6. in 94—104 Hektometer; diese Etagen folgen sich durchschnittlich in Abständen von je 1600 m.

Vettin hatte folgende Wolkenhorizonte oder -Schichten unterschieden, die man jetzt noch vielfach beibehalten hat. (Vergl. Vettin in Met. Z. 1890. Litteraturberichte. Diagramm S. 92.)

	1	2	3	4	5
Wolkenniveau	Oberer Cirrus	Unterer Cirrus	Wölkchen	Wolken	Unteres Gewölk
Neue Bezeichnung	Cirrus	Cirro-Cumulus	Alto-Cumulus	Cumulus	Stratus
Höhe (neu) km	9·8	8·2	4·0	1·7	0·6

Die Hauptetagen der Wolkenbildungen von Helm Clayton dagegen sind:

Stratus	Cumulus	Alto-Cumulus und Alto-Stratus	Alto-Cumulus u. Cirro-Cumulus	Cirro-Cumulus	Cirrus und Cirro-Stratus
600	1600	2700	4200	6000	8—9000

Tägliche und jährliche Periode der Wolkenhöhe. Alle unteren Wolken haben eine erhebliche tägliche Periode der Höhe, in den hohen Schichten ist die tägliche Änderung gering und nicht sicher zu bestimmen. Am deutlichsten zeigt

[1])

Höhe	0/12	12/24	24/36	36/48	48/60	60/72	72/84	84/96	über 96 Hektometer
Anzahl	21	93	37	16	7	11	18	14	12

sich die tägliche Änderung der Wolkenhöhe bei dem Cumulus und Cumulo-Stratus. Nach den Beobachtungen zu Upsala war die mittlere Höhe der Basis dieser Wolken um 8—9 h morgens 1360, um 1—2 nachmittags dagegen 2070, deren Mächtigkeit morgens 280 m, nachmittags über 500 m, um 5 h abends ist die Basis wieder bei 1760 m. Am Blue Hill-Observatorium fand sich die Basis der Cumuli im Mittel von 8—11 h bei 1440, von 11—2 h bei 1780 und von 2—5 h bei 1510 m. Die tägliche Höhenänderung der Cumuli und Strato-Cumuli ergab sich folgendermassen:

Mittlere Höhenänderung der Cumuli und Strato-Cumuli

11 h—2 h p	2 h—5 h p	5 h—8 h p	Anfängliche Wolkenhöhe
+ 730	+ 990	0	1000 m
+ 500	+ 400	— 660	1—2000 m

Die Cumuli, deren Basis morgens bei 1000 m lag, erheben sich am stärksten, weniger jene in den höheren Schichten. Es ist ja klar, dass mit der abnehmenden relativen Feuchtigkeit am Nachmittag das Kondensationsniveau steigen muss [1]).

Ekholm und Hagström zeigen ferner noch, dass in allen Wolkenetagen das Maximum der Häufigkeit von 8 h morgens bis 8 h abends in grössere Höhen hinaufrückt, in der untersten Etage von 1 auf 3 km, in der mittleren von 4.5 auf 7 km und in der obersten von 8.5 auf 10.5 km (s. Met. Z. 1887. S. 76). Am Morgen ist die Frequenz der Cirro-Cumuli am grössten, am Abend die Frequenz der höheren Cirrusform der Cirro-Stratuswolken.

Die jährliche Änderung in der mittleren Höhe der wichtigsten Wolkenformen ersieht man aus folgender Zusammenstellung.

Mittlere Wolkenhöhen im Sommer- und Winterhalbjahr

	Cirrus	Cirro-Stratus	Cirro-Cumulus	Alto-Cumulus	Cumulus-Basis	Stratus
			Upsala 1896/97			
Sommer	8200	6400	6500	5200	1450	—
Winter	7000	5500	6100	5000	710	—
			Blue Hill 1890/91			
Sommer	9900	7600	7600	6400	1470	580
Winter	8050	5400	7000	(6200)	1380	500
			Amerikanisches Wetterbureau 1896/97			
Sommer	10400	10600	8800	5000	4970 [2])	—
Winter	9500	9500	7400	3800	3730	—

Die jährliche Änderung der Wolkenhöhe tritt in diesen Zahlen wohl deutlich hervor, bleibt aber etwas unsicher wegen der zu kleinen Zahl der Wolkenmessungen.

---

[1]) Man muss sich die Erhebung der Basis der Cumuluswolken am Nachmittage so vorstellen, dass diese Basis mit zunehmender Lufttrockenheit sich von unten her auflöst und das Kondensationsniveau in immer höhere Schichten verlegt wird, während oben die Gipfel der Cumuli durch Neubildungen in die Höhe wachsen. Nicht die Cumuluswolke als Ganzes steigt in die Höhe.

Anders verhält es sich, zum Teile wenigstens, an den Abhängen der Gebirge, wo die Cumuli in der That durch den aufsteigenden Thalwind in die Höhe geführt werden. Schlagintweit bemerkt aber, dass selbst an den wärmsten Tagen um Mittag die Wolken in einer Stunde kaum mehr als 300 m Höhendistanz zurücklegen.

[2]) Cumulo-Nimbus, Gipfel (top).

und der daraus resultierenden mangelhaften Vergleichbarkeit der Mittelwerte. Für manche Wolkenformen ergeben deshalb die Messungen für den Winter eine grössere Höhe als für den Sommer.

In der neuen Tabelle der mittleren Wolkenhöhen nach den Messungen am Blue Hill-Observatorium 1890—1891 und 1896—1897 erreichen so ziemlich alle Wolkenformen ihre grösste Höhe im August, das Minimum im Winter ist weniger auf einen bestimmten Monat beschränkt.

Bemerkenswert ist, dass die Verhältniszahlen der Höhen der Wolken in den verschiedenen Niveaus im Winter und im Sommer fast ganz konstant bleiben, so dass man Mittelzahlen für dieselben annehmen kann, dieselben sind:

Mittleres Verhältnis der Höhe der Wolken zum Stratusniveau.

Niveau	Stratus	Cumulus	Alto-Cumulus	Cirro-Cumulus	Cirrus
Verhältniszahl	1	3·2	7·6	13·0	17·5

3. Die Mächtigkeit oder die Dicke der Wolken. Von besonderem Interesse ist natürlich vornehmlich die vertikale grösste Mächtigkeit, welche die Wolken erreichen können. Darüber könnten hauptsächlich die Beobachtungen bei Ballonfahrten Aufschluss geben. Die vorhandenen Aufzeichnungen darüber sind aber noch nicht zusammengestellt worden. Bekannt ist, dass bei der Ballonfahrt von Barral und Bixio am 27. Juli 1850 eine Wolkenschicht, grösstenteils aus unterkühlten Tröpfchen bestehend, von mehr als 5 km Dicke durchkreuzt wurde. Die neueren Wolkenmessungen haben desgleichen ergeben, dass die vertikale Mächtigkeit der Cumuluswolken mehrere Kilometer erreichen kann. Die Berliner Ballonfahrten haben einige bemerkenswerte Erfahrungen über die Mächtigkeit der Wolkenlager (Strato-Cumulus) geliefert. Die Hochfahrt vom 11. Mai 1894 ging zuerst in dem Niveau von 1750—5000 m durch eine Schneewolke, dann setzte sich dieselbe als Eiskrystallwolke bis 5·7 km fort, der noch ein Eisnebel bis zur Höhe von 7750 m folgte. Diese Wolkenlager waren also ca. 6 km, mächtig. Auch bei der Fahrt vom 14. März 1893 wurde eine Eisnebelwolke von nahe 5 km Mächtigkeit durchfahren.[1])

Der ausgezeichnete Wolkenforscher Cl. Ley giebt an, dass er im Winter bei kalten Wetter nicht selten leichte Schneeschauer habe fallen sehen aus Wolken von ca. 300 m Höhe und nur 120 m Dicke. Auch leichter Regen kann aus solchen Wolken fallen, namentlich über dem Meere. Im Winter sind Regenwolken von mehr als 3 km Dicke äusserst selten (in England), aber im Sommer hat Ley solche oft messen können und selbst noch mächtigere. Im Sommer sah er eine Gewitterwolke, deren Basis 300 m über dem Gipfel des Mont Blanc sich befand, während die Scheitel derselben sich 4800 m über diese Basis erhoben. Am 13. August 1857 konnte Ley die Dicke einiger Hagelwolken messen, die Basis war etwa 1000 m über der Erde und die vertikale Mächtigkeit derselben betrug 7600 m. Aber selbst diese Mächtigkeit wurde erheblich übertroffen am 3. September 1867 und 4. August 1878, während im Sommer 1872 zahlreiche Fälle von Gewitterwolken konstatiert werden konnten, deren Mächtigkeit 9700 m betrug. Die Mehrzahl dieser Wolkenmassen von enormer Dicke lieferten schweren Hagel, doch einige derselben auch nur Regen. Messungen der Wolkenhöhen in den Tropen, meint Ley, würden noch erstaunlichere

[1]) Wissenschaftliche Luftfahrten. B. II. S. 293—294 und B. III. Süring, Die Wolkenbildungen. — Es ist schade, dass in den Ergebnissen und Diskussionen der neueren Wolkenmessungen das Element der Mächtigkeit der Wolken nicht speziell herausgehoben erscheint.

Resultate liefern. Die Gipfel oder höchsten Schichten der Regenwolken erreichen im Winter wie im Sommer die Cirrusregion, doch liegt diese im Sommer viel höher. Die Scheitel der enorm mächtigen Gewitterwolken, welche eben citiert worden sind, kann man aber selbst die Cirren durchbrechen und deren Niveau um einige tausend Fuss überschreiten sehen [1]).

H. W. Clayden hat sich bemüht, die Dicke der Regenwolken nach einer einfachen Methode zu bestimmen und die Abhängigkeit des Charakters der Niederschläge von der Dicke der Wolken festzustellen. Er kam zu dem Resultat, dass die Grösse der Regentropfen und die Intensität der Niederschläge von der Dicke der Regenwolke abhängt. Wolken, deren Mächtigkeit geringer ist als 600 m, liefern selten Niederschläge, oder der Regen ist sehr leicht. Bei einer Dicke von 600—1200 m ist die Grösse der Tropfen mässig. Wenn die Dicke grösser wird, wächst auch die Grösse der Tropfen und gleichzeitig wird ihre Temperatur niedriger, bis, wenn die Dicke 1800 m überschreitet und bis 3100 m erreicht, Hagel fallen kann [2]).

Wolken von so grosser Mächtigkeit können natürlich nur in aufsteigenden Luftmassen sich bilden, sei es in den grossen atmosphärischen Wirbeln oder bei lokalen Störungen des atmosphärischen Gleichgewichtes, wie bei den meisten Sommergewittern.

4. Die Geschwindigkeit des Wolkenzuges. Die Messungen der Geschwindigkeit des Wolkenzuges geben uns die wichtigsten Aufschlüsse über die Änderung der Geschwindigkeit der Luftbewegung mit der Höhe und über die Windgeschwindigkeit in den höchsten Schichten der Atmosphäre, über welche wir auf keinem anderen Wege Aufschlüsse erlangen können. Allerdings ist dabei zweierlei zu beachten. Erstens, dass die Geschwindigkeit des Fortschreitens einer Wolke oder einer Wolkenbildung nicht immer auch der Geschwindigkeit der Luftbewegung in jener Höhe entspricht (s. z. B. die nach Herschel citierte Beobachtung S. 267), und dass ein Wolkenrand selbst der Richtung des Windes entgegen fortschreiten kann [3]), und zweitens, dass wir die Windgeschwindigkeit in den gleichen Höhen bei wolkenlosem Himmel nicht konstatieren können, also zumeist nur in den Fällen von atmosphärischen Störungen.

Erst die neueren genaueren Wolkenmessungen haben uns Aufschlüsse über die mittlere Geschwindigkeit der Luftbewegungen in den verschiedenen Wolkenniveaus gegeben, sowie über deren jährliche und tägliche Periode. Die sehr verdienstlichen älteren Messungen von Vettin behalten dabei wegen ihres Umfanges und der vielen Detailbeobachtungen immer noch ihren Wert [4]).

Im Nachfolgenden beschränken wir uns aber auf eine kurze Darstellung der Messungsergebnisse zu Bossekop, Upsala (neue Reihe), auf dem Blue Hill und zu Manila

---

1) Quart. Journ. R. Met. Soc. XII. 1886. pag. 113 etc.

2) Arthur Clayden, On the thickness of shower clouds. — On the formation of Rain, Hail and snow. Quart. Journal R. Met. Soc. 1886. S. 102 und Symons' Monthly Met. Mag. 1886. S. 22.

3) H. Clayton giebt ein Beispiel dafür. Der Rand eines Cirrussaumes, der von der Rückseite eines Gewitternimbus ausging, zeigte eine Geschwindigkeit von 5.7 m aus NW in 6.5 km Höhe, während der Alto-Cumulus, in 5 km Höhe, der dem Gewitterschauer folgte, eine Geschwindigkeit von 22 m aus NW ergab und ein Strato Cumulus in 1660 m eine solche von NNW von 19 m. Wahrscheinlich bewegte sich die Gewitterwolke, meint Clayton, mit ca. 20 m Geschwindigkeit aus NW, während der Cirro-Stratusrand derselben mit einer Geschwindigkeit von etwa 14 m in entgegengesetzter Richtung aus derselben ausströmte. — Man kann zuweilen beobachten, dass ein Wolkenrand rechtwinklig auf die Richtung des Zuges der Wolke selbst vorschreitet, der (Cirro-Stratusrand eines herannahenden grossen Wirbelgewitters zieht von NW herauf, die Bestandteile der Wolken ziehen aber rasch mit Südwestwind, öfter von mir beobachtet).

4) Vettin, Luftströmungen über Berlin.

(1896/97), denen die sehr zahlreichen Messungen durch das amerikanischen Wetterbureau angeschlossen werden mögen.

Mittlere Geschwindigkeit der Wolken nach Höhenintervallen.
(Jahresmittel. Meter-Sekunden.)

Höhe in m	500—2000	2—4000	4—6000	6—8000	8—10000	10—12000	12—14000
Bossekop	6·5	7·3	12·5	15·4	19·0	24·4	—
Upsala	9·1	8·7	16·0	20·4	26·6	—	—
Blue Hill	9·8	14·2	17·1	34·3	34·2	(33)	—
Manila	5·5	7·1	6·5	8·0	13·6	13·0	13·4

Amerikanische Messungen. 1896/97.

Höhe in hm	0—12	12—28	28—44	44—60	60—76	76—92	92—108	108—124	124—140
Mittel	600	2000	3600	5200	6800	8400	10000	11600	13200
Zahl	161	890	467	328	309	523	772	408	220
				Mittlere Geschwindigkeit.					
Met.-Sek.	6·7	10·6	14·6	17·3	20·3	25·6	27·0	30·8	26·8

In Nordamerika ist unter $42^1/_2{}^0$ Breite die Geschwindigkeit des Wolkenzuges oberhalb 6 km ausserordentlich gross, in Manila am Rande der Äquatorialzone (15° Breite) von 8—14 km Höhe an eine konstante und eine relativ geringe. Diese Gegensätze erklären sich aus den Verhältnissen der atmosphärischen Zirkulation in diesen Gegenden. Zu Upsala wie zu Manila zeigt sich eine Abnahme der Windgeschwindigkeit in einem gewissen mittleren Niveau. Zu Upsala wie bei Boston haben die hohen Schichten einen ca. dreimal rascheren Wolkenzug als die unteren.

Den Einfluss der Jahreszeit auf die Windgeschwindigkeit in grösseren Höhen zeigt die folgende kleine Tabelle. Die Mittelzahlen gelten für das Winterhalbjahr (Oktober bis März) und das Sommerhalbjahr.

Geschwindigkeit nach Jahreszeiten. (Meter pro Sek.)

Höhe in m		500—2000	2—4000	4—6000	6—8000	8—10000	10—14000
Upsala	Winter	9·0	10·8	19·9	20·5	33·5	—
	Sommer	9·3	6·6	12·0	20·3	19·7	—
Blue Hill	Winter	11·3	17·9	26·3	31·0	41·8	50·4 [1]
	Sommer	8·5	11·7	13·9	19·0	29·8	32·8
Manila	Winter	5·7	7·2	4·9	7·5	17·0	12,2 [2]
	Sommer	5·3	7·1	8·0	8·5	10·2	14·1

Die Zunahme der Windgeschwindigkeit im Winter tritt besonders aus den in Nordamerika ($42^1/_2{}^0$) angestellten Messungen in überraschender Weise hervor. Dass sich zu Manila nichts ähnliches ergeben hat, ist aus der äquatornahen Lage dieses Ortes völlig erklärlich. Die mittlere Geschwindigkeit, sagt Bigelow, wächst bis zu 11—12 km und nimmt dann wieder ab bis 15 km, das Maximum der Geschwindigkeit der „östlichen Drift“ (der herrschenden Westwinde in den höheren Schichten) findet sich in einer Höhe von 7 engl. Meilen (11 km ca.).

[1] 10—12 km.
[2] Oberhalb 14 km 17.0 und 22.7 m.

Die Messungen am Blue Hill-Observatorium ergeben eine ziemlich regelmässige Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Höhe im Sommer um je 2·7 m pro Kilometer, im Winter um 6·5 m pro Kilometer. Doch zeigen auch diese Messungen, im Detail betrachtet, eine Abnahme der Windgeschwindigkeit in dem Niveau zwischen 11 und 1700 m (5—1100 m, Zunahme 0·9 m pro 100 m, 11—1700 m, Abnahme 0·3 m, 17—2700 m, Zunahme 0·3 m).[1] Die Abnahme der Windgeschwindigkeit in einem mittleren Niveau hat schon Vettin bemerkt. Clement Ley findet desgleichen, dass die mittlere Schicht, in welcher die Mehrzahl der Wolken von Stratusform sich findet, eine Verminderung der Geschwindigkeit zeige und scheint Vettin beizustimmen, dass ein relatives Nachlassen der Stärke der Luftbewegung in jener Region stattfindet, in welcher die häufigsten und reichlichsten Niederschläge eintreten, und dass die Ursache in der aufsteigenden Luftbewegung liege, welche diese Niederschläge erzeugt.

Als Maxima der Windgeschwindigkeiten in den verschiedenen Wolkenniveaus wurden auf Blue Hill folgende gefunden:

Maxima der Geschwindigkeit (Meter-Sek.) Blue Hill

Niveau	Oberer Cirrus	Unterer Cirrus	Alto-Cumulus	Cumulus	Stratus
Sommerhalbj.	68	62	33	27	18
Winterhalbj.	103	81	21	31	15

Die Messungen des Wetterbureau 1896/97 gaben als maximale Geschwindigkeiten: Cirrus 84 m (März), 80 (Dezember) und 79 (Januar), Cirro-Stratus 92 m (Dezember), Cirro-Cumulus 90 (Dezember), 74 (Februar).

Zu Manila waren die maximalen Geschwindigkeiten, sämtlich im Cirro-Stratusniveau: Oktober bis März 85 m, einmal, April bis September 70·5 m, zweimal. Zu Kew wurde als Maximum 53·6 m gemessen. Zu Upsala war das Maximum 68 m (Cirrus) und 62 m (Cirro-Cumuli).

Als mittlere Geschwindigkeiten der wichtigsten Wolkentypen wurden zu Upsala, in Amerika (Blue Hill und Wetterbureau) und zu Manila gefunden:

Mittlere Geschwindigkeiten verschiedener Wolkenformen (Meter-Sek.) Jahresmittel

	Cirrus	Cirro-Stratus	Cirro-Cumulus	Alto-Stratus	Alto-Cumulus	Strato-Cumulus	Cumulus	Cumulo-Nimbus
Upsala	21·5	26·2	17·4	—	15·5	9·6	(11·4)	(11)
Blue Hill	39·8	31·5	36·6	21·7	15·0	10·0	11·5	14·8
Wetterbur.	32·6	28·6	28·4	19·5	18·8	12·8	9·0	18·2
Manila[2]	13·0	16·3	3·6	(19·0)	5·7	6·3	5·5	8·0

In Amerika sind nach den Messungen am Blue Hill die Unterschiede der Geschwindigkeiten zwischen Winter und Sommer sehr gross: Cirrus Winter 51·0, Sommer 28·5, Cirro-Stratus 38·0 und 24·9, Cirro-Cumulus 50·3 und 22·9, Strato-Cumulus 11·5 und 8·4 und Cumulus 14·3 und 8·7. In den Messungen zu Upsala

[1]) Clayton meint, sie sei (bei seinen Messungen) nur ein Ergebnis des Umstandes, dass er die Wolken zwischen 1000—1700 m zumeist nachmittags gemessen habe, wo ihre Bewegung am langsamsten sei, umgekehrt die unteren am Morgen, wo sie am raschesten ziehen.

[2]) Hier, wie früher, die Mittel mit Rücksicht auf die Zahl der Beobachtungen zu den verschiedenen Stunden gebildet, da kaum ein täglicher oder jährlicher Gang vorhanden ist, ausser beim Cumulus und Cumulo-Nimbus.

und jenen des Wetterbureau treten die Unterschiede der Jahreszeiten weniger hervor.[1]) Dass sie zu Manila so gut wie fehlen, war zu erwarten.

Eine tägliche Periode in der Geschwindigkeit des Wolkenzuges tritt nur bei den unteren Wolkenschichten in bemerkenswerter Weise hervor. Die Cumuluswolken zeigen zu Blue Hill keine ausgesprochene tägliche Periode, wozu allerdings der Umstand beitragen muss, dass dieselben am Nachmittage in einem höheren Niveau sich befinden und dadurch im allgemeinen eine Zunahme der Geschwindigkeit erfahren müssen, wodurch eine eventuelle Abnahme am Nachmittage verdeckt wird. Die mittlere Geschwindigkeit nach Tageszeiten sind: 8—11^h: 10·4 m, 11—2^h: 10·0, 2—5^h: 11·2, 5—8^h: 8·3 m. Dagegen zeigen die Wolkenmessungen zu Manila für die unteren Schichten einen gut ausgesprochenen Gang, der aber mit jenem der Windstärke an der Erdoberfläche übereinstimmt.

Manila. Geschwindigkeit des unteren Wolkenzuges nach Tageszeiten.

Wolkenformen	Höhe der Wolken				Geschwindigkeit			
	8—12 h	12—4 h	4—8 h	Mittel	8—12 h	12—4 h	4—8 h	Mittel
Cumulo-Nimb.	3490	5830[3])	3100	4140	5·6	11·8	7·2	8·2
Cumulus	1710	1880	1900	1830	6·2	6·4	2·8	5·1
Nimbus[2])	1400	(1630)	1410	1480	7·0	8·0	5·8	6·9

Die Geschwindigkeit des Wolkenzuges nimmt also zu Manila in den Höhenschichten zwischen 1·5 und 6 km am Nachmittag zu, aber auch die Höhe der Wolken. Es kann also wenig daraus geschlossen werden.

E. Die tägliche und jährliche Periode der verschiedenen Wolkenformen und die geographische Verbreitung der letzteren. Eine tägliche Periode der Häufigkeit tritt am entschiedensten hervor bei den Haufenwolken (Cumulus) und beim Stratus (als Bodennebel). Die Haufenwolken erreichen, sowie die aufsteigende Luftbewegung, der sie ihre Entstehung verdanken, ihre grösste Häufigkeit am Nachmittage, der Nebel dagegen, als der Erde auflagernde Wolke, in der Nacht und am frühen Morgen, wo der Boden durch nächtliche Wärmeausstrahlung am kältesten ist. K. Fritsch und neuerlich Helm Clayton haben die tägliche Periode der verschiedenen Wolkenformen untersucht. Der grossen Arbeit des letztgenannten Forschers über die Naturgeschichte der Wolken[4]) entnehmen wir die folgenden Daten. Die Beobachtungen waren stündliche von 7^h morgens bis 10^h abends.

Im untersten Niveau der Wolkenbildung, im Stratusniveau, ist die tägliche Periode gerade die entgegengesetzte von jener im Cumulusniveau, wie dies mit der Entstehung dieser Wolkenformen vortrefflich übereinstimmt. Jene erreicht ihr Maximum zur kältesten, diese zur wärmsten Tageszeit. Von Interesse ist die Verspätung des Eintrittes des Maximums mit zunehmender Höhe: Cumulus (1600 m)

---

[1]) Letztere gaben: Cirrusformen Winter 32.9, Sommer 26.9, Stratusformen Winter 19.2, Sommer 14.9 Meter-Sekunde.

[2]) Nur Oktober bis März.

[3]) Mittel aus 9830 und 1830! Alle bisherigen Angaben über die Höhenänderung der Wolken im Laufe des Tages sind unsicher und leiden zumeist an dem Übelstande, dass die Zahl der Beobachtungen zu den verschiedenen Tageszeiten sehr ungleich ist, die Mittel also nicht gut vergleichbar sind. Es sollten zur Bestimmung der Höhenänderung der Wolken nur die Beobachtungen an den gleichen Tagen, wo morgens, mittags und abends derselbe Wolkentypus gemessen wurde, verwendet werden, denn das Kondensationsniveau variiert sehr von einem Tage zum andern. An einem feuchten Tage, namentlich nach Regen, wird die Basis der Cumuli am Nachmittage viel tiefer liegen, als an einem trockenen Tage am Morgen.

[4]) H. Clayton, Discussion of Cloud Observations. Cambridge 1896.

Mittlere Häufigkeit (ausgedrückt durch den Grad der Himmelsbedeckung in Prozenten) Jahresmittel

	7 h	9 h	11 h	1 h	3 h	5 h	7 h	9 h
Stratus	**30**	27	26	24	22*	23	24	26
Cumulus	14*	17	24	**31**	30	26	20	16
Alto-Cumulus	29	26	21*	27	**30**	26	25	22*
Cirro-Cumulus	24	22*	23	24	**27**	26	26	28
Cirrus	17*	17	21	22	23	**26**	22	19

Maximum 1[h] nachmittags, Alto-Cumulus (4000 m) Maximum 3[h], Cirro-Cumulus (6600 m) Maximum 4[h] und Cirrus (9000 m) Maximum 4—5[h] abends. Wenn man auch nicht annehmen darf, dass ein entsprechendes direktes Aufsteigen der Wolken im Laufe des Tages stattfindet, so entspricht doch die grössere Häufigkeit der Cirrusformen am Abende deren häufiger Entstehung als Auflösungsprodukten der Wolken der aufsteigenden Luftbewegung

Auch die Wolkenbeobachtungen zu Upsala haben ergeben, dass in allen Niveaus die Häufigkeit der höheren Wolken im Laufe des Tages wächst [1])

Die jährliche Periode der verschiedenen Wolkenformen hat grosse Analogie mit der täglichen Im Winterhalbjahr erreichen die Stratusformen ihr Maximum, im Sommerhalbjahr die Cumulusformen Auch die Cirrusformen werden im Sommer häufiger, da sie im Winter nur im Gefolge der grösseren Sturmwirbel auftreten.

Die geographische Verbreitung der hauptsächlichsten Wolkentypen bietet gleichfalls grosse Analogie mit der täglichen Periode.

Die Stratusformen erreichen in den höheren Breiten das Maximum ihrer Häufigkeit, die Cumulusformen in den niedrigeren Breiten Erstere sind auch über den Meeren und an den Küsten häufiger, als im Inlande, von den Haufenwolken gilt das umgekehrte Auch die Cirrusformen dürften gegen die Pole hin abnehmen Die gewöhnlichste Wolke in den Tropen ist der Cumulus mit oder ohne Cirrus oder Cirro-Stratus über dessen Kuppen In mittleren Breiten und namentlich zur See sind die gemischten Wolken (Strato-Cumulus und unregelmässiger Cirro-Stratus) am häufigsten Weiter nach Norden verschwindet der Cumulus fast ganz in jeder Form und die Luft ist mit Nebel und Dunst erfüllt, welche zuweilen zu schlecht definierten Stratuswolken anwachsen [2])

II. Die Wolken als Himmelsbedeckung.

A Die Bewölkung. Grad der Bedeckung des Himmels mit Wolken Die grössere oder geringere Bedeckung des Himmels mit Wolken ist in rein meteorologischer wie in klimatischer Beziehung von grosser Wichtigkeit Es hängt von derselben die Quantität des diffusen Lichtes sowie die Intensität der Sonnenstrahlung

---

[1]) Man vergleiche auch K Fritsch, Über die periodischen Erscheinungen am Wolkenhimmel Abhandl der k Böhmischen Gesellschaft der Wissenschaften Fünfte Folge, B IV. (Auch separat G Haase, Prag 1846) Fritsch hat ein ganzes Jahr lang stündliche Wolkenbeobachtungen angestellt Wer sich spezieller für Wolken interessiert, findet in der citierten Abhandlung vielfache Anregung. Sehr eingehend wird auch die Farbe der Wolken behandelt Über die Entstehung der Farben der Wolken s Barus, American Met Journ IX 1893 S 488, und Met Z 1893 S 319. The colors of cloudy condensation

[2]) Über die Häufigkeit der Haupttypen der Wolken und das Aussehen derselben in verschiedenen Breiten s Abercromby in Quarterly Journ R Met Soc Vol XIII pag 141 Die Beobachtungen dieses ausgezeichneten Wolkenforschers erstrecken sich fast über alle Breiten in beiden Halbkugeln

ab, von welch letzterer namentlich die Erwärmung der Erdoberfläche und die vielfachen meteorologischen Folgen derselben bedingt werden.

Die meteorologischen Beobachtungsjournale enthalten deshalb stets eine Rubrik für den geschätzten Grad der Himmelsbedeckung. In neuerer Zeit registriert man zudem auch noch die Dauer des Sonnenscheins. Die Angabe der Bewölkung erfolgt in der Art, dass man schätzt, welchen aliquoten Teil der ganzen sichtbaren Himmelsfläche die Wolken einnehmen.[1]) Es genügt vollkommen, wenn man den Grad der Himmelsbedeckung in Zehnteilen angiebt. Die einzelnen Schätzungen dieser Art mögen recht unsicher scheinen, auch zum Teil sein, es ist aber bemerkenswert, dass die mittleren Bewölkungszahlen für benachbarte Orte, ja für ganze Landesteile sehr nahe übereinstimmen. In Bezug darauf, wie man bei der Schätzung der Bewölkung vorzugehen hat, muss auf die Anleitungen zu meteorologischen Beobachtungen verwiesen werden. Es mag nur hervorgehoben werden, dass man dabei auf die Bewölkung in der Nähe des Horizontes geringere Rücksicht nehmen soll. Ein schwieriger Fall für die Schätzung ist der, wenn der ganze Himmel mit einer dünnen Wolkenschicht bedeckt ist, durch welche die Sonne noch sichtbar bleibt. Man ist übereingekommen, auf die Dicke der Wolkendecke keine Rücksicht zu nehmen, aber dem so geschätzten Grad der Bewölkung einen Exponenten beizugeben (0 sehr gering, 2 dicht).

Zur Registrierung des Sonnenscheins dient eine sehr homogene Glaskugel, welche nach allen Richtungen hin als Brennglas wirkt. Hinter derselben wird ein (entsprechend präparierter) Papierstreifen so befestigt, dass das im Brennpunkte der Kugellinse auftretende kleine Sonnenbild den ganzen Tag über auf denselben fällt. So lange die Sonne scheint, schwärzt das Sonnenbildchen auf seinem Wege den Papierstreifen längs seiner Mittellinie, welche in Stundenmarken eingeteilt ist. Derart kann man bequem die Dauer des Sonnenscheins dem Papierstreifen entnehmen.[2])

Um auch die Bewölkung am Nachthimmel zu registrieren, exponiert man eine photographische Platte, welche den Polarstern und die Circumpolarsterne photographiert. Auf diese Weise werden z. B. am Blue Hill-Observatorium bei Boston 24stündige Bewölkungsziffern erhalten.

Die Dauer des Sonnenscheins steht in keinem ganz einfachen Verhältnis zum Grad der Bewölkung, weil die Wahrscheinlichkeit eines bestimmten Grades der geschätzten Bewölkung nicht für alle Teile des Himmels die gleiche ist, ferner die Schätzung der Bewölkung nur zu wenigen Tageszeiten (meist nur morgens, nachmittags und abends) vorgenommen wird, während die Registrierung den ganzen Tag umfasst. Trotzdem lässt sich genähert aus der Dauer des Sonnenscheins auch auf die mittlere Bewölkung schliessen und umgekehrt.[3])

---

[1]) An Gebirgsstationen wird man natürlich deshalb anders schätzen als auf der Ebene. An den schottischen Stationen wird nur die halbe Himmelsfläche vom Zenit bis 45° Zenitdistanz berücksichtigt. — K. Laurenty, Über die persönlichen Fehler bei Schätzung der Bewölkung. Wild, Rep. f. Met. B. X. Nr. 2. 1885. Auch Kleine Mitteilungen daselbst. Nr. 1. Scheinbare Abplattung des Himmelsgewölbes. — Über Schätzung und Messung der Bewölkung mittelst Autographen s. Met. Z. 1889. Litteraturbericht S. 36.

[2]) Eine Beschreibung des Sonnenschein-Autographen, zuweilen auch Heliograph genannt, sowie eine Anleitung zur Benutzung desselben findet man in den „Instruktionen für meteorologische Beobachtungen." Die Verwendung einer Glaskugel zur Registrierung des Sonnenscheins rührt von Campbell her, der Ständer für den Papierstreifen von G. G. Stokes: Description of the card supporter for sunshine Recorders adopted at the Met. Office. Quart. Journ. R. Met. Soc. April 1880. — Curtis, Sunshine Recorders and their Indications. Quart. Journ. XXIV. 1898.

[3]) Bezeichnet n die wirkliche registrierte Dauer des Sonnenscheins während eines Monates in Stunden, N die Zahl der Tagesstunden des Monats (Stunden der möglichen Dauer des Sonnenscheins), so ist das

Von manchen Orten liegen nur Angaben vor über die mittlere Zahl der heiteren, wolkigen und ganz trüben Tage (z. B. von dem spanischen Beobachtungsnetz). Es ist schon vielfach versucht worden, aus diesen Angaben auch auf die mittlere Bewölkung zu schliessen, d. i. eine Gleichung aufzustellen, welche aus der mittleren Zahl der klaren und der trüben Tage die mittlere Bewölkung zu berechnen gestattet. Kremser findet, dass, wenn die Zahl der klaren Tage mit k, die der trüben mit t und mit n die Zahl der Tage überhaupt bezeichnet wird, die mittlere Bewölkung dieser n Tage nach der Skala 0—10 sehr nahe gegeben ist durch die Gleichung

$$\text{Mittlere Bewölkung} = 5.1 + 5.0\,\frac{t-k}{n}.$$

Diese Relation ist aus den Beobachtungen in Mittel- und Nordeuropa abgeleitet. Für Russland stimmen die Konstanten 5.0 und 5.2 besser.[1]) Es würde sich lohnen, zu versuchen, die beiden Konstanten in obiger Gleichung für verschiedene Klimagebiete zu berechnen. (Für Tiflis fand Kassner die Konstanten 5.0 und 5.5.)

1. Der tägliche und jährliche Gang der Bewölkung. Über den täglichen Gang der Bewölkung liegen verhältnismässig wenige Beobachtungsergebnisse vor, da dieselben nur auf Grund von Augen-Beobachtungen erhalten werden können. Aber selbst dieses spärliche Material hat noch keine einigermassen vollständige Zusammenstellung gefunden. Nur Liznar hat versucht, die bis 1885 vorliegenden Beobachtungen ziemlich vollständig zu sammeln und zu diskutieren.[2]) Seither sind viele neue Beobachtungsergebnisse veröffentlicht worden, namentlich auch von Polarstationen. Der tägliche Gang der Bewölkung nimmt an den meisten Orten einen wenig einfachen Verlauf. Die verschiedenen Wolkenformen haben eine verschiedene tägliche Periode, woraus ein komplizierter täglicher Gang des Grades der Himmelsbedeckung resultiert. Doch sind gewisse einfache Charakterzüge fast überall wiederzufinden.

Die Bodennebel, Hochnebel, Stratuswolken bilden sich namentlich in den Nacht- und Morgenstunden, während die Cumuluswolken und die aus ihnen entspringenden verwandten Wolkenformen als Gebilde der aufsteigenden Bewegung der Luft am häufigsten in den Mittags- und Nachmittagsstunden auftreten. Daraus ergiebt sich eine Tendenz zu einem Maximum der Himmelsbedeckung am Morgen und am Nachmittage. Im Jahreslaufe wird das Morgen- oder Vormittagsmaximum namentlich in der kälteren Jahreszeit, das Mittags- und Nachmittagsmaximum in der wärmeren Jahreshälfte vorherrschen, vielfach aber werden beide zugleich anzu-

Verhältnis n : N ein Mass für die Heiterkeit des Himmels. Die mittlere Bewölkung ist dann beiläufig $\left(1-\frac{n}{N}\right)\times 10$. Z. B.

Wien 1891—1898 (5 Jahre)

	Winter	Juni	Juli	August	Jahr	2 heiterste Monate	2 trübste Monate
Sonnenscheindauer relativ	0.23	0.52	0.57	0.55	0.41	0.655	0.400
Reduziert auf Bewölkung	7.7	4.8	4.3	4.5	5.9	3.45	6.00
Mittlere Bewölkung geschätzt	7.4	5.5	4.8	4.5	6.1	3.45	6.55

[1]) V. Kremser, Über die Beziehungen der mittleren Bewölkung zur Anzahl der heiteren und trüben Tage. Met. Z. 1885. S. 321. Prestel war der erste, der eine solche Beziehung aufstellte. Zeitschrift für Met. VII. 1872. S. 52, und Boden und Klima von Ostfriesland. Emden 1872. S. 329. Grossmann, Berechnung der Bewölkung aus der Zahl der hellen und trüben Tage. Deutsche Met. Z. 1884. B. I. S. 341. Mantel, über dasselbe Thema, in Annalen der Schweiz. Met. C. A. 1882. Mohn (Bewölkung in Christiania. Pogg. Ann. CXXI. S. 656) schätzt umgekehrt aus der mittleren Bewölkung die Anzahl der trüben und der heiteren Tage.

[2]) Liznar, Über den täglichen Gang der Bewölkung. Met. Z. 1885. S. 241. Man sehe namentlich die Tabellen S. 246—248. Schönrock, Die Bewölkung des russischen Reiches. S. 60—73. Kassner, Untersuchungen über die Bewölkungsverhältnisse von Tiflis. Archiv der Deutschen Seewarte. XXI. 1898. Enthält für alle auf die Bewölkung bezüglichen Probleme bemerkenswerte Ergebnisse und behandelt den jährlichen und täglichen Gang der Bewölkung an heiteren und trüben Tagen gesondert.

treffen sein. So lange die Sonne nicht kräftig auf den Boden einwirken kann, wird sie auf die etwa vorhandenen Schichtwolken auflösend wirken, woraus sich eine Tendenz zu einem Minimum der Bewölkung in den späteren Vormittagsstunden ergiebt, namentlich in der kühleren Jahreshälfte. Im weiteren Verlaufe aber wird die nun folgende stärkere Erwärmung des Bodens aufsteigende Luftbewegungen begünstigen und damit die Bildung einer neuen Wolkendecke. Die herabsinkende Luftbewegung am Abend und in der Nacht löst die Wolken auf, so dass ein Hauptminimum der Bewölkung am Abende fast überall anzutreffen ist. Nur an wenigen Orten ist zu gewissen Jahreszeiten ein Maximum der Bewölkung am Abende anzutreffen, wahrscheinlich das Ergebnis der Wärmeausstrahlung bei sehr feuchter Luft in den höheren Schichten der Atmosphäre.

In Bezug auf die geographische Verteilung der verschiedenen Typen des täglichen Ganges der Bewölkung mag nur bemerkt werden, dass die Polargegenden und die hohen Breiten mit den Verhältnissen in unserem Winterhalbjahr, die niedrigen Breiten mit jenen unseres Sommerhalbjahres die meiste Ähnlichkeit haben werden.[1]) Einige Beispiele für den beobachteten täglichen Gang der Bewölkung in verschiedenen Klimagebieten mögen hier folgen.

Täglicher Gang der Bewölkung in Abweichungen vom Mittelwert.[2])

(Skala 0—10.)

Mitt.	2	4	6	8	10	Mittg.	2	4	6	8	10	Mittel
						Paris. Dezember und Januar.						
—0.32	—0.14	0.02	0.14	0.24	**0.34**	0.23	0.23	0.06	—0.18	—0.38	—0.43*	6.99
						Paris. Mai und Juni.						
—1.05	—0.79	—0.67	0.00	0.19	0.56	1.02	**1.06**	0.83	0.30	—0.45	—1.09*	5.39
						Wien. Jahr.						
—0.50	—0.32	—0.02	0.27	**0.34**	0.22	0.19*	**0.25**	0.24	0.08	—0.28	—0.51*	5.66
						Blue Hill. Januar.						
—0.2	0.1	**0.4**	0.3	0.3	0.3	**0.4**	0.2	—0.1	—0.6	—0.7*	—0.7	—
						Blue Hill. Juli.						
—0.4	—0.3	—0.3	0.0	—0.1	0.0	0.6	**0.8**	0.3	0.2	—0.1	—0.7*	—

[1]) Doch ist der tägliche Gang der Bewölkung in den Polargegenden recht verschieden, wie namentlich die Aufzeichnungen an den internationalen Polarstationen 1882/83 gezeigt haben. Auf Jan Mayen zeigte gerade im Winter (bei Abwesenheit der Sonne!) der tägliche Gang die grösste Amplitude. Maximum nachmittags 1—2 h 8.7, Minimum 11 h abends 7.5, während im Sommer fast kein täglicher Gang zu bemerken war (bei sehr grosser Bewölkung). Auch im Jahresmittel trat das Maximum um Mittag, das Minimum abends ein. Zu Ssagastyr, an der Lenamündung, Maximum mittags 6.7, Minimum 3 h a m 5.7. Im Kingua-Fjord trat das Maximum um 9 h vormittags, das Minimum um 9 h abends ein. Eine vergleichende Bearbeitung dieses Beobachtungsmateriales steht noch aus. Über die Häufigkeit verschiedener Bewölkungsgrade, berechnet von Meyer und Köppen, findet man später Hinweise.

[2]) Bewölkung in Paris. Angot, Annales du Bureau Centrale Mét. de France. Année 1891. I. Memoires. 18 Jahre (1873—1890). Wichtige grössere Arbeit. Vergl. Met. Z. 1893. S. 457. — Wien bei Liznar. Der beobachtete tägliche Gang nach den Jahreszeiten ist in Wien folgender (Hann, Täglicher Gang der meteorologischen Elemente in Wien. Sitzungsberichte der Wiener Akademie. LXXXIII. Febr. 1881):

	2 h a	6 h	10 h a	2 h p	6 h	10 h	Ampl.
Oktober bis Februar	—.33	**.48**	.34	.00	—.06	— .43*	0.51
März, April, Juli bis September	—.31	.25	.11	**.37**	.12	— .54*	0.91
Mai, Juni	—.33	—.18	.21	**.58**	.35	— .63*	1.21

Im Winter ist der Gang einfach, Maximum 8 h a m, Minimum nachts; in den übrigen Jahreszeiten treten zwei Maxima und Minima auf, indem ein sekundäres Minimum vor oder um Mittag eintritt. Das Morgenmaximum ist im Herbst am stärksten entwickelt (7 h a m +0.62), das Nachmittagsmaximum im Sommer (3 h p +0.51), das Abendminimum um 10 h bis 11 h tritt im Frühling und Herbst am stärksten auf (— 0.66).

Das Abendminimum der Bewolkung ist fast uberall wieder zu finden, ebenso (aber minder konstant) das Maximum der Bewolkung am Morgen und ein zweites am Nachmittag, bald ist das eine, bald das andere das Hauptmaximum Als Beispiel des taglichen Ganges der Bewolkung in einem fast ganz regenlosen, sehr heiteren Klimagebiet mogen die entsprechenden Zahlen fur Kairo hier stehen, doch darf man dieselben nicht als typisch fur das regenarme kontinentale Subtropengebiet uberhaupt betrachten[1])

Kairo (5 Jahre) Abweichungen vom Mittel

Tageszeit	Mittn	3	6	9	Mittg	3	6	9	Mittel
Winter	—1 2*	—0 8	0 4	07	0 8	**1 0**	—0 1	—1 0	4 8
Sommer	—1 0	0 8	**3 2**	0 4	—0 9x	**—0 6**	—0 8	—1 2	1 4

Der tagliche Gang ist also hier im Winter einfach, im Sommer doppelt und sehr stark ausgepragt.

Die Beispiele fur den taglichen Gang in den Tropen mit ausgesprochener Regenzeit wollen wir aus Indien nehmen, sowie von Java (Batavia); die Zahlen fur Nordindien (Inneres) sind Mittelwerte von funf Stationen

Taglicher Gang der Bewolkung in den Tropen

	Mittn	2	4	6	8	10	Mittg	2	4	6	8	10	Mittel
							Nord-Indien						
	I Kuhle Jahreszeit (Oktober bis Februar) II Heisse Zeit (Marz bis Mai) III Regenzeit (Juni bis September)												
I	—36x	—33	—33	—08	07	17	.29	**54**	**56**	12	—30	—35x	1 70
II	—54x	—35	—31	**13**	03	—14x	07	65	**98**	54	—50	—55x	2 37
III	—65	—55	—32	18	24	40	.60	**82**	59	16	—72	—75x	5 63
							Batavia						
	I Regenzeit (November bis Januar) II Trockene heitere Zeit (Juli bis September) III Jahresmittel												
I	—26	—58	—63x	**15**	—20	01	**36**	11	26	**61**	17	—17	7 40
II	23	—23	—71x	**27**	—85x	—55	**.61**	—21	—68	61	87	**89**	4 65
III	—10	—46	—72x	**10**	—66	—34	**.45**	02x	03	**87**	56	27	5 98

Das Nachmittagsmaximum ist in Indien das ganze Jahr hindurch das Hauptmaximum, das Hauptminimum tritt um 10^h abends ein In der trockenen heissen Zeit macht sich ein sekundares Maximum um 6^h morgens noch bemerkbar

Zu Batavia zeigt der tagliche Gang der Bewolkung mehrere Maxima und Minima Konstant tritt ein Maximum um Mittag, ein Minimum um 4^h morgens und ein sekundares Maximum um 6^h morgens auf Die trockene heitere Zeit zeichnet sich durch ein Abendmaximum der Bewölkung aus, von dem auch im Jahresmittel noch Spuren ubrig bleiben (Maximum um 6^h abends), sowie durch die starke Aufheiterung um 4^h nachmittags Im allgemeinen sind die Vormittagsstunden die heiteren, die Nachmittags- und Abendstunden die zumeist bedeckten Stunden Die Bewolkung der gleichen Tagesstunden zeigt zu Batavia meist einen sehr ausgesprochenen jahrlichen Gang [2])

Es giebt Örtlichkeiten an Seekusten, wo morgens der Himmel fast stets bedeckt ist, wenigstens zu gewissen Jahreszeiten, während die Nachmittage ganz

[1]) In Nukuss z B ist im Jahresmittel fast kein täglicher Gang der Bewolkung zu bemerken; die Bewolkung halt sich von 7h morgens bis 7h abends konstant bei 3 6 mit einem kleinen Minimum (3 4) um 1h p m Die Nachtstunden sind die heitersten, 1h bis 3h a m 2 8 In vielen Monaten ist ein Vormittags- und Nachmittagsmaximum vorhanden

[2]) Z B. 2—4h p m Juli bis Oktober —0 4, September (Minimum) —0 7, Dezember 0 5, Januar 0 0, April 0 3 9h bis 11h p m September +1 0, Januar und Februar —0 2

heiter sind, wenn die Sonne die Nebel oder Wolken aufgelöst hat (Küste von Peru, Südwestafrika, Kalifornien, Marokko etc.).

Auf Berggipfeln tritt die geringste Bewölkung in den Nacht- und Morgenstunden ein, die grösste in den Nachmittagsstunden, am stärksten ist dieser tägliche Gang im Sommerhalbjahr zu beobachten und in wärmeren Klimaten.[1])

Auf dem Nordatlantischen Ozean zwischen 30° und 45° nördl. Br. tritt das Maximum der Bewölkung am Morgen um 8^h ein, das Minimum abends um 8^h oder später. Die Amplitude ist gering (0·4). Auf dem offenen Südatlantischen Ozean (20—25° südl. Br.) sind in allen Monaten zwei Maxima vorhanden, morgens zwischen 6^h und 8^h und nachmittags zwischen 2^h und 4^h (im Sommer das Hauptmaximum), die kleinste Bewölkung tritt abends und nachts ein. Buchan hat die zweistündigen Beobachtungen an Bord des „Challenger" auf allen Meeren zu folgenden Mittelwerten vereinigt.[2])

Täglicher Gang der Bewölkung auf den offenen Ozeanen.

Mittn.	2	4	6	8	10	Mittg.	2	4	6	8	10
5.7	5.9	5.9	**6.2**	**6.2**	5.8	5.6*	5.8	**5.9**	5.7	5.7*	5.7

Die tägliche Amplitude ist also sehr klein. 40 tägige stündliche Beobachtungen an Bord der „Novara" im äquatorialen Pacific ergaben mir kompliziertere Resultate: Hauptmaximum 0·52, 3^h am, Hauptminimum 9^h morgens —0·55, sekundäre Maxima 1^h nachmittags und 8^h abends (0·06 und 0·09) und sekundäre Minima 4^h pm und 11^h pm (— 0·12 und — 0·04). Batavia zeigt in einigen Monaten einen ähnlichen Gang.

Der jährliche Gang der Bewölkung. Derselbe verläuft zumeist parallel mit dem jährlichen Gange des Regenfalles, der nach den Klimagebieten sehr verschieden ist. Die Grundzüge der Verteilung der jährlichen Regenperioden werden später in Betrachtung gezogen werden müssen, das Detail derselben muss in die Klimatologie verwiesen werden. Es giebt aber einzelne Gegenden, wo die trockene Zeit die grösste Bewölkung hat, während die regenreiche Zeit einen weniger konstant bedeckten Himmel hat. Dies ist z. B. der Fall im äquatorialen Westafrika, wo klarer blauer Himmel nur in der Regenzeit zu sehen ist, während in der Trockenzeit der Himmel fast ständig bedeckt bleibt.

Im ozeanischen Klima der hohen Breiten (I) hat der (ruhige) Sommer die grösste Bewölkung, oft fast ständige Trübung durch Nebel. Und nicht bloss in den Eismeeren, wo die wärmere Luft in der Berührung mit dem Eis ihren Wasserdampfgehalt in Form dichter weisser Bodennebel ausscheidet, die meist schon vom Mastkorb aus überblickt werden können, sondern auch in den eisfreien Nordmeeren, wie auf den Faröern und auf der Bering-Insel etc. Die Eisgrenze verrät sich aber stets durch dichte Nebel, und der die Eisblockade der Küsten (z. B. auf Island, im Norden und Nordwesten) begleitende kalte Nebel wirkt weiter landeinwärts schädlicher als das Eis selbst. Im Winter bei stärkerer Luftbewegung ist die Himmelsbedeckung geringer. Im streng kontinentalen Klima, wie im Innern von Ostasien (II) ist der Winter sehr heiter (soweit nicht die Strahlungskälte Bodennebel erzeugt), die Sommerregenzeit die trübe Zeit. Die mittlere Bewölkung ist gering. In der gemässigten Zone (III), soweit sie nicht streng kontinental, ist zumeist der Winter die trübste, der Sommer die heiterste Jahreszeit. Der Himmel bleibt das ganze Jahr mehr gleichmässig und stark bedeckt. Im Winter herrschen niedrige Schichtwolken und Nebel vor, die tagelang ununterbrochen den Himmel bedecken, im Sommerhalbjahr, gegen Ausgang des Sommers August und September (örtlich noch

[1]) Theodulpass (Schweiz) 3333 m. Jahr: Maximum 4 h pm 5.3, Minimum 8—9 h abends 4.5; Sommer: Maximum 5 und 6 h pm 4.0, Minimum 9 h morgens 3.0. Ein kleines sekundäres Maximum um 7 h am giebt sich auch im Jahresmittel zu erkennen, im Winter ist es das Hauptmaximum.

[2]) Köppen und Meyer, Archiv der Deutschen Seewarte. XVI. 1893. Nr. 5. S. 27. Schlee, ebenda XV. 1892. Nr. 3. S. 18. — Challenger Report on Atmosph. Circulation. London 1889. S. 28 u. 29. Es wäre wünschenswert, dass der tägliche Gang nach den klimatischen Zonen separat berechnet würde, das Material hierfür findet sich in Narrative. Vol I.

Einige typische Beispiele für den jährlichen Gang der Bewölkung

Mittel von mehreren Stationen, die Zahl derselben eingeklammert

Jan	Febr	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug	Sept	Okt	Nov	Dez	Jahr
I Hohe Breite Ozeanisches Klima 70° N (7)												
71	69	64	70	77	83	**85**	82	80	80	68	66*	75
II Hohe Breite Kontinentales Ostasien 56½° N, 115° E (10)												
31	34	39	47	57	56	**62**	60	55	54	48	42	49
III Gemässigte Zone Mitteleuropa, Ungarische Niederung 47° N (Nach Hegyfoky)												
65	59	57	56	54	53	44	42*	46	58	66	**69**	56
IV Gemässigte Zone Mitteleuropa, Alpengipfel 2600 m 47° N (7)												
50	53	60	65	**70**	67	61	58	60	60	55	51*	59
V Subtropische Zone Östliches Mittelmeer 33 8° N (10)												
49	46	38	37	28	13	11*	13	18	25	40	47	30
VI Tropen Monsunklima, Bengalen 23 5° N (5)												
19	18	26	30	45	75	**85**	84	75	43	25	18	45
VII Äquatoriales Klima Westafrika (Kamerun, Gabun) 3° N												
54*	63	70	72	74	77	**89**	86	84	80	74	66	74

(Oktober), ist der Himmel am heitersten bei gemischter Bewölkung Im Winter lagern die Wolken meist so niedrig, dass die höheren Berge davon frei bleiben und heiteren Himmel haben Deshalb ist der jährliche Gang der Bewölkung daselbst nahezu der entgegengesetzte von jenem in der Niederung, der Winter ist die heiterste Jahreszeit, der Frühsommer die trübste (IV) Die subtropischen Zonen (V) zeichnen sich überhaupt durch sehr geringe Bewölkung namentlich aber im Sommer aus, der häufig fast wolkenlos bleibt, der Winter hat die grösste Himmelsbedeckung Wo aber, wie an den Ostküsten der Kontinente, die subtropischen Breiten Monsunwinde und Regen haben, stimmt der jährliche Gang der Bewölkung mit jenen in den Tropen überein, wo die grösste Bewölkung zur Zeit des höchsten Sonnenstandes eintritt, während des niedrigsten Sonnenstandes aber der Himmel fast ständig wolkenlos bleibt (VI) Die Gegensätze in der Himmelsbedeckung während der Trockenzeit und während der Regenzeit sind sehr gross, wie sie sonst nirgend anderswo angetroffen werden

Im äquatorialen Klima endlich (VII) ist der Himmel das ganze Jahr hindurch ständig und stark bedeckt, die mittlere Bewölkung ist deshalb sehr gross (wie in hohen Breiten), sie beträgt 7 bis 8 Zehnteile Die relativ geringe jährliche Periode ist örtlich recht verschieden, in Batavia und ganz Nordaustralien z B gerade entgegengesetzt jener in unserem Beispiele

2 Verteilung der mittleren Bewölkung auf der Erdoberfläche Hier kann nur ein ganz allgemeiner Überblick gegeben werden, in Bezug auf weiteres muss auf die Klimatologie verwiesen werden

Die Bedeckung des Himmels mit Wolken ist am grössten über den Meeren und in den Küstengegenden hoher Breiten, sie nimmt nach dem Äquator hin ab und erreicht in mittleren Breiten etwa um den 30° nördl und südl Br herum ein Minimum, hierauf nimmt sie wieder zu, und der Äquatorialgürtel hat wieder eine beiläufig ebenso grosse Bewölkung wie die Circumpolarregion (Meere und Küsten) Diese Verteilung der Bewölkung nach Zonen wird in erster Linie bedingt durch die allgemeine atmosphärische Zirkulation, durch die aufsteigende Bewegung der Luft in der Äquatorialregion und die herabsinkenden Bewegung derselben an den Grenzen des Tropengürtels In den höheren Breiten verlieren die mehr oder minder gegen die Pole hin gerichteten Luftströmungen ihren Wasserdampfgehalt durch allmähliche Abkühlung Dadurch entsteht häufige Bewölkung In den höchsten Breiten ist wegen des schon sehr geringen Wasserdampfgehaltes der Luft die Bewölkung wenig dicht und meist auf die untersten Schichten beschränkt S Arrhenius hat für die Breitegrade folgende mittlere Bewölkung gefunden[1])

[1]) S Arrhenius in Philosoph Mag. Aprilheft 1896 Vol 41. S 275 — Hauptsächlich nach der Erdkarte der mittleren Bewölkung von Teisserenc de Bort ermittelt

70 N.	60	50	40	30	20	10	Äqu.	10	20	30	40	50	60 S.
Mittlere Bewölkung.													
59	**61**	48	49	42	40*	50	**58**	57	48	46*	56	66	**75**

Teisserenc de Bort hat versucht, die mittlere Bewölkung der ganzen Erdoberfläche durch Konstruktion von Linien gleicher Bewölkung (Isonephen) zur Darstellung zu bringen.[1])

Auf der Karte der Isonephen des Jahres sieht man, so unregelmässig, durch die Verteilung der Festländer beeinflusst, die Linien auch verlaufen, die Zonen kleinster Bewölkung um 30⁰ nördl. Br. und 30⁰ südl. Br. herum sehr deutlich hervortreten, sowie Gebiete grösster Bewölkung in der Umgebung des Äquators und in hohen Breiten. Die kleinste Bewölkung haben die Passatzonen, namentlich aber das Innere der Kontinente, soweit dasselbe der tropischen Zone angehört, wo in den Wüstengebieten die mittlere Bewölkung auf und unter 2 herabsinkt; während die hohen Breiten über den Ozeanen eine Bewölkung bis 7 und darüber aufweisen. Im Winter steigt sie daselbst sogar auf 8 und darüber.

Das russische Reich hat auf seinem Gebiete die grössten Gegensätze aufzuweisen, im Winter eine Bewölkung von 8 Zehnteilen an der Ostsee und am Weissen Meer, dagegen gleichzeitig nur 3 in NE-Asien und 2 in der Mongolei. Im Sommer hat die Gegend von Nowaja Semlja eine Bewölkung von 7.5, während West-Turkestan nur 1.0 hat.[2])

3. Die Zahl der heiteren und trüben Tage, Häufigkeit der verschiedenen Bewölkungsgrade. Zur Charakterisierung der Bewölkungsverhältnisse des Himmels an einem Orte reicht die Angabe des mittleren Bewölkungsgrades keineswegs aus, dieselbe bedarf einer Ergänzung durch die Angabe der Häufigkeitszahlen der verschiedenen Bewölkungsgrade. Die Zahlen, welche die mittlere Bewölkung ausdrücken, gehen keineswegs parallel mit den entsprechenden Zahlen der Häufigkeit derselben. Während bei den übrigen meteorologischen Elementen die Mittelwerte derselben für einen gewissen Zeitabschitt mehr oder weniger auch den häufigsten Werten während derselben entsprechen oder denselben nahe kommen, ist dies bei den Bewölkungsgraden zumeist nicht der Fall. Die mittlere Bewölkung eines Zeitabschnittes ist während desselben oft sehr selten beobachtet worden, während umgekehrt die Extreme 0 oder 10 (ganz heiter, ganz bedeckt) am häufigsten, ja zuweilen fast ausschliesslich notiert worden sind.[3]) Die mittlere Bewölkung ent-

---

[1]) Teisserenc de Bort, Etude sur la distribution moyenne de la nébulosité à la surface du globe. Annales du Bureau Central Met. de France. 1884. T. IV. (Mét. générale.) Mit Isonephenkarten der Monate und des Jahres. (Kassner hat darauf aufmerksam gemacht, dass bei der Bewölkung in Russland die Monate verschoben sind, Januar ist Februar u. s. w.) Allgemeine Ergebnisse und Schlüsse in Comptes rendus. T. CIV. pag. 385—388. Février 1887. — Bartholomews Physical Atlas. III. Buchan, Meteorology. 1899. XVII. Monthly Isonephs. XVIII. Clouds. Sunshine Annual.

[2]) A. Schönrock, Die Bewölkung des Russischen Reiches. Mem. der Petersburger Akademie. VIII. Ser. Math.-phys. Klasse. Vol I. Nr. 9. Petersburg 1895. Mit Karten der Verteilung der mittleren Bewölkung und der heiteren und trüben Tage nach Jahr und Jahreszeiten und Diagrammen des jährlichen Ganges der Bewölkung. Referat s. Met. Z. 1895. Litteraturbericht S. 89. Rykatchew, Atlas Climatologique de l'Empire de Russie. Nebulosité. Tafel 76—82. Petersburg 1900. — Von Monographien über Bewölkungsverhältnisse grösserer Gebiete müssen wir anführen: P. Elfert, Die Bewölkungsverhältnisse von Mitteleuropa. Halle a. S. 1885. Mit 3 Tafeln und 1 Karte, und Peterm. Geograph. Mitteilungen. 1890. S. 137, mit schöner Isonephenkarte. L. Meyer, Die Bewölkung in Württemberg. Stuttgart, Cotta. 1884. Ältere Arbeiten: G. Hellmann, Feuchtigkeit und Bewölkung auf der Iberischen Halbinsel. Niederl. Met. Jahrbuch. 1876, und H. Wild, Über die Bewölkung Russlands. Rep. f. Met. B. II. 1871. — Charts showing the Average Monthly Cloudiness in the United States. Signal Service U. S. A. June 1891. Köppen hat selbe zu einer Isoplethendarstellung des jährlichen Ganges der Bewölkung in den Vereinigten Staaten benutzt. Regenwahrscheinlichkeit und Bewölkung in den Vereinigten Staaten von Nordamerika. Met. Z. B. XXVIII. 1893. S. 161.

[3]) Die U-förmige Häufigkeitskurve der Frequenz der verschiedenen Bewölkungsgrade hat K. Pearson untersucht. Cloudiness. Note on a Novel Case of frequency. Proc. R. Soc. Vol 62. pag. 237.

spricht zwar auch dann noch ihrem nächsten Zweck als kürzester Ausdruck der Bewölkungsverhältnisse, sie unterdrückt aber wesentliche Eigentümlichkeiten derselben, bedarf also dringend einer Ergänzung durch die Häufigkeitszahlen [1])

Es ist im allgemeinen bekannt, dass bei uns im Winter die ganz heiteren Tage sowie die ganz bedeckten Tage die weitaus vorherrschenden sind, die gemischten, wolkigen Tage seltener vorkommen, im Sommer verhält es sich umgekehrt. In den Monatsmitteln der Bewölkung ist das nicht mehr zu erkennen Die grossen Verschiedenheiten in der Häufigkeit der verschiedenen Bewölkungsstufen und das vorherrschende Überwiegen der extremen Bewölkungsgrade ergiebt sich aus den folgenden Häufigkeitszahlen:

Häufigkeit der Bewölkungsstufen in Prozenten aller Beobachtungen (Jahr)

Bewölkungsstufen	Pawlowsk	Breslau	Batavia	Mittlerer Atlantischer Ozean 45—40°	40—35°	35—30° N
0 u 1	19	22	10	5	7	9
½(4 + 6) u 5[2])	7	5	16	20	15½	15
9 u 10	54	54	29	33	19	13
Das Maximum fällt auf	10	10	10	10	4	4
Prozente desselben	46	48	17	23½	13	15
Mittlere Bewölkung	6 7	6 5	6 0	6 7	4 7	4 9

Man sieht, dass jene Bewölkungsgrade, welche der mittleren Bewölkung entsprechen, in den höheren Breiten sehr selten sind, dagegen die Stufen 9 und 10, und 0 und 1 weitaus vorherrschen, indem diese vier extremen Stufen im Norden 70 Proz. aller Beobachtungen ausmachen In den mittleren Breiten und nahe dem Äquator werden die extremen Stufen seltener und über dem Ozean gelangen sogar die mittleren Stufen zur Vorherrschaft Diese interessanten Verhältnisse entziehen sich ganz unserer Kenntnis, so lange wir die Bewölkung nur auf Grund der Mittelwerte beurteilen

H. Meyer und Köppen haben die Häufigkeitszahlen der verschiedenen Bewölkungsgrade einer eingehenden Untersuchung unterzogen und sind zu sehr interessanten Ergebnissen gelangt, welche hier nur angedeutet werden können [3])

Auch die Tageszeiten zeigen charakteristische Verschiedenheiten in Bezug auf die Häufigkeit der verschiedenen Bewölkungsgrade Nehmen wir z B Breslau, so beträgt morgens die prozentische Häufigkeit ganz bedeckten Himmels (10) 57 Proz, halb bedeckten Himmels [4]) 2 Proz, ganz heiteren Himmels 21 Proz Nachmittags (2 h) finden wir ganz trüb 41 Proz, halbbedeckt 13 Proz, ganz heiter 8 Proz bloss; und abends (10 h) ganz trüb 47 Proz, halb bedeckt 27 Proz, ganz heiter 21 Proz Ganz heiterer Himmel ist nachmittags sehr selten, halb bedeckter am Morgen Zu Batavia fällt morgens das Maximum der Häufigkeit auf den Bewölkungsgrad 6 (mit 16 Proz.) und auf 10 (mit 15 Proz). nachmittags auf Bewölkung 9 (14 Proz) und 2 (11 Proz), abends auf die Bewölkung 10 (19 Proz) Eingehendere Mitteilungen über den täglichen Gang der Häufigkeit der verschiedenen Bewölkungsgrade in verschiedenen Klimaten findet man in den citierten Abhandlungen von Köppen und Meyer und von Schlee

---

1) Wenn zehn Tage (oder Termine) die Bewölkung 0 hatten, zehn folgende die Bewölkung 10, so ist das Mittel 5 zwar nie beobachtet worden, lässt aber doch den durchschnittlichen Effekt beurteilen, den diese Bewölkungszustände hervorgerufen haben

2) Aus (4 + 6) 2 + 5 abgeleitet, um mit den anderen Stufen vergleichbare Zahlen zu erhalten

3) H Meyer, Anleitung zur Bearbeitung meteorologischer Beobachtungen Berlin 1891 S 107—111 Die Bewölkung — Köppen u Meyer, Die Häufigkeit der verschiedenen Grade der Bewölkung als klimatische Element Archiv der Deutschen Seewarte XVI 1893 Nr 5. Wichtige grosse Arbeit, 27 Seiten 10 Beobachtungen aus allen Klimagebieten berechnet Referat in Met Z 1894 Litteraturbericht S 81 Vergl auch Kremser in Deutsche Met Z II 1885 S 328

4) Mittel aus 4—6

Als Norm für die Zählung der heiteren und trüben Tage (oder Stunden) nimmt man gewöhnlich an, dass die Bewölkungsgrade 0 und 1 für heiter, 9 und 10 für trüb zu gelten haben; was zwischen liegt, wird als gemischte oder gebrochene Tage gezählt.[1])

Die Angaben der Bewölkungsverhältnisse verschiedener Orte nach der Zahl der heiteren, trüben und gemischten (gebrochenen) Tage liefern sehr charakteristische Unterschiede, die hier nur angedeutet werden können. In Nord- und Mitteleuropa überwiegen die gebrochenen und trüben Tage, erstere zumeist in der wärmeren Jahreszeit, letztere in der kalten. Im Mittelmeergebiet überwiegen die gebrochenen und ganz heiteren Tage, ganz bedeckte fehlen vielfach ganz. In Westsibirien überwiegen die bedeckten Tage im Winter, während sie gleichzeitig in Ostsibirien am seltensten auftreten und die heiteren Tage namentlich im Januar und Februar vorherrschen. In den Tropen überwiegen die gemischten Tage zu allen Jahres- und Tageszeiten; ebenso über den Ozeanen, wo die gebrochenen Tage viel häufiger sind als unter gleichen Breiten auf dem Festlande. Die Bewölkung 10 ist auf dem Ozean in den ersten Stunden nach Mittag am seltensten, nach Mitternacht am häufigsten.

Die grosse Arbeit von A. Schönrock über die Bewölkungsverhältnisse des russischen Reiches enthält die grösste Sammlung von Daten über die Häufigkeit der heiteren und trüben Tage, nebst deren kartographischer Darstellung (Jahr und Jahreszeiten). Während man am Weissen Meere nur 25, an den russischen Ostseeküsten 49 heitere Tage im Jahre zählt, giebt es deren in Ostasien 110 und in der Kirgisen-Steppe 140. Am Weissen Meere hat man 184 bedeckte Tage, in der Kirgisen-Steppe 56, am Nordrande der Gobi bloss 48.

Die Seltenheit wolkenloser Tage in Mitteleuropa ergiebt sich aus einer Arbeit von Melde. Marburg (Hessen) hat nur 10—14 Tage im Jahre, an denen morgens, nachmittags und abends die Bewölkung durchweg 0 ist, in manchen Jahren fehlen solche Tage ganz. Nach Monaten fehlen sie am häufigsten im Oktober (in 80 Proz. der Jahrgänge), dann im Juni, November und Dezember (in 66 Proz.). Die meisten wolkenlosen Tage hat der März (im Mittel 2.73) und der September (2.84), die wenigsten Juni (1.0) und Juli (0.8). Dann kommen November und Dezember (mit 2.3 zusammen). Mehr als 3 Tage hintereinander dauert wolkenloser Himmel äusserst selten an; die längsten Folgen haben der Winter, dann Herbst und Frühling.[2])

B. Die Dauer des Sonnenscheins. In neuerer Zeit hat man einfache Apparate ersonnen, um die Dauer des Sonnenscheins zu registrieren. Der am meisten benutzte „Heliograph" ist der von Campell-Stokes, der früher schon kurz beschrieben worden ist, ausserdem haben Jordan (und Maurer) photographisch registrierende Apparate angegeben. Dadurch sind wir jetzt schon im Besitz eines recht reichhaltigen Beobachtungsmaterials zur Beurteilung des gesamten Ausmasses der direkten Insolation, welche verschiedenen Teilen der Erde zukommt, sowie der täglichen und jährlichen Periode der Sonnenscheindauer.

Man giebt die Dauer des Sonnenscheins zumeist an durch die Zahl der Stunden Sonnenscheins (im Monat und Jahr) und zugleich noch in Prozenten der möglichen Dauer (der Tageslänge), was für viele Zwecke sehr nützlich ist, oder man dividiert die Summe der Sonnenscheinstunden durch die entsprechende Zahl der Tage, so dass man den durchschnittlichen Betrag der täglichen Sonnenscheindauer in Stunden erfährt, was einen kurzen übersichtlichen Ausdruck dieses wichtigen meteorologischen

---

[1]) Vielfach wird 0—2 als heiter, 8—10 als trüb gezählt. Köppen schlägt vor zu unterscheiden: 0 als wolkenlosen, 1—9 als gebrochenen, 10 als bedeckten Himmel. Die Stufe 0 kommt aber in manchen Klimaten gar nicht vor.

[2]) F. Melde, Die wolkenlosen Tage, beobachtet in den Jahren 1866—1894 zu Marburg. Näheres s. Met. Z. 1895. Litteraturbericht S. 37.

Elementes ergiebt. Für die Darstellung des täglichen Ganges der Dauer des Sonnenscheins in den einzelnen Monaten eignet sich aber wohl am besten die Angabe der direkt registrierten Sonnenscheinstunden während der Dauer der Periode (Monat).

Von den Ergebnissen der Registrierung des Sonnenscheins kann hier nur weniges mitgeteilt werden, da Sonnenscheindauer und Bewölkung, wie früher bemerkt, so nahe parallel gehen, dass ein näheres Eintreten auf die geographische Verteilung und den Gang des ersteren Elementes fast eine Wiederholung des im vorausgehenden Abschnitte enthaltenen sein würde.

Da aber die Angaben über die Dauer des Sonnenscheins doch ein selbstständiger und lehrreicher Ausdruck der Verhältnisse der Himmelsbedeckung sind, so müssen die allerwichtigsten Ergebnisse der Registrierung des Sonnenscheins doch hier Platz finden [1].

Die Jahressummen der Dauer des Sonnenscheins in Europa schwanken (soweit die Beobachtungen reichen) zwischen 1150 Stunden im nördlichen Schottland und über 2900 Stunden zu Madrid. Dieser grosse Unterschied ist sowohl ein Effekt des Grades der Bewölkung als auch der geographischen Breite. Wir eliminieren den letzteren Einfluss, wenn wir die Dauer in Prozenten der möglichen Dauer ausdrücken. Dann werden die obigen Extreme 26 und 66 Proz. Die Orkneys-Inseln erhalten nur $^1/_4$ der möglichen Bestrahlung, Madrid aber nahe 0·7, die britischen Inseln erhalten 30 Proz., Deutschland 38, Italien 52 Proz. (alles Durchschnittszahlen). In den regenarmen, heiteren, subtropischen Breiten steigt dieses Verhältnis noch höher, so zu Kimberley in Südafrika auf 74 Proz., also auf $^3/_4$ der möglichen Dauer [2] (die Registrierung giebt 3258 Stunden), im Juli werden sogar 85 Proz. erreicht. In den Tropen nimmt die relative Dauer wieder ab, namentlich am Äquator (Batavia 57 Proz.).

Auch mit zunehmender Höhe nimmt die Sonnenscheindauer meist ab. Auf dem Gipfel des Ben Nevis in Schottland werden nur 16 Proz. registriert, auf dem Sonnblick 34 Proz. (gegen mehr als 40 Proz. in der Niederung). Hochthäler dagegen (Davos, Arosa in der Schweiz) können mehr Sonnenschein haben als vorliegende Niederung, weil die Herbst- und Winternebel fehlen.

Grosse Städte zeigen eine auffallende Verminderung des Sonnenscheins durch Rauch und Nebelbildung. So hat London (City) nur 23 Proz. gegen 31 Proz. zu Kew, Hamburg 28 Proz., während die Umgebung wohl 35 Proz. hat. Der Unterschied beträgt ca. 7—8 Proz. und erreicht im Winter den grössten Betrag. Drücken wir die Dauer des Sonnenscheins aus durch die Anzahl der Stunden Sonnenschein, die im Mittel auf einen Tag entfällt, so erhalten wir für die vorhin erwähnten Orte: Ben Nevis 2.0, Orkneys-Inseln 3.1, Sonnblick 4.4 (Kremsmünster und Klagenfurt dagegen 5.0), London (City) 2.8 gegen Kew 3.8, Hamburg 3.4 (Umgebung 4.5), Madrid 8.0, Kimberley 8.9. Die sonnigsten Orte haben also etwa 9 Stunden täglich Sonnenschein durchschnittlich das ganze Jahr hindurch, an den sonnenlosesten Orten sinkt dieser Betrag wohl auf ein Fünftel davon herab.

Nach Kremser kann man annehmen [3], dass die mittlere gleiche Sonnenscheindauer durchschnittlich beträgt: in Schottland etwa 3 Stunden, Irland 3—4, England $3^1/_2$—$4^1/_2$, Deutschland $4^1/_2$—5, Frankreich 5—6 (im Süden), Österreich 5—7, Spanien 7—8. Wie König nachweist, nimmt in Europa die Dauer des

---

[1] Die wichtigsten Zusammenstellungen der Ergebnisse der Registrierungen des Sonnenscheins sind: H. König, Dauer des Sonnenscheins in Europa. Nova Acta. Abhandlungen der Leopold-Karol. Deutschen Akademie. B. LXVII. Nr. 3. Halle 1896. Mit einer Karte, Linien gleicher Dauer des Sonnenscheins (Isohelien) und Diagrammen. — Met. Council. Nr. 98. London. Ten years sunshine in the British Isles 1881/90. London 1891. — Sonnenscheindauer in Nordamerika. Mit Karte. Monthly Weather Review. March 1898. pag. 108. Man sehe auch den Physik. Atlas von Bartholomew. III. Meteorology von Buchan. Viele einzelne Daten enthält die Met. Zeitschrift.

[2] Met. Z. 1897. S. 238. Beispiel aus den Tropen, Port au Prince s. Met. Z. 1896. S. 78.

[3] V. Kremser, Dauer des Sonnenscheins in Europa. Das Wetter. B. XII. 1895. S. 241.

Sonnenscheins von W nach E (ins Inland hinein unter gleicher Breite) und zugleich von Norden nach Süden hin zu. Es wird wohl allgemein sich so verhalten. Die geographische Verteilung der Sonnenscheindauer findet man bei König eingehend behandelt, man vergleiche auch die „Isohelien“ Nordamerikas.[1])

1. Die jährliche Periode der Dauer des Sonnenscheins geht natürlich parallel mit der jährlichen Periode der Bewölkung, nur werden die Unterschiede zwischen Sommer und Winter dadurch modifiziert (meist verstärkt), dass in höheren Breiten die Sonne im Winter stets dem Horizont mehr oder minder nahe bleibt, also die scheinbare Bewölkung gegen den Horizont hin von grossem Einflusse ist, während sie bei der Schätzung der Himmelsbedeckung weniger berücksichtigt wird. Die Sonnenscheindauer des Winters wird dadurch vermindert und zwar in höherem Masse als die geschätzte Bewölkung zunimmt.

Hervorhebung verdient hier noch die auffallende Begünstigung, deren sich die hochgelegenen Orte im Winter in Bezug auf den Sonnenschein erfreuen; ihre Lage oberhalb des niedrigen Wintergewölkes der mittleren Breiten tritt in den Zahlen der mittleren Sonnenscheindauer noch viel stärker hervor als in jener der mittleren Bewölkung.

Im Dezember haben Säntis (2500 m) und Sonnblick (3100 m) durchschnittlich mehr Sonnenschein als Madrid: Säntis 130, Sonnblick 129, Madrid nur 121 Stunden (Pola 96). Die Dauer des Sonnenscheins in Prozenten der möglichen Dauer beträgt im Winter auf dem Sonnblick 46 Proz., auf dem Säntis 43 Proz., auf dem Obir 41 Proz., dagegen zu Wien nur 25 Proz., in Zürich 23 Proz., zu Klagenfurt 29 Proz. Im Sommer allerdings kehrt sich das Verhältnis um: Sonnblick 30 Proz., Säntis 35 Proz., Obir 38 Proz., dagegen Wien 53 Proz., Zürich 52 Proz. Die inneren Hochthäler der Alpen nehmen im Winter an der Begünstigung teil, haben aber zugleich im Sommer mehr Sonnenschein als die Berggipfel, sie erhalten daher auch im Jahresmittel etwas mehr Sonne als die Niederung. So hat z. B. Davos 1814 Stunden Sonnenschein im Jahr, Arosa (1835 m) 1873 Stunden, während die niedere Nordschweiz (Basel, Zürich, Schaffhausen) nur 1743 Stunden Sonnenschein hat.[2])

2. Der tägliche Gang des Sonnenscheins beansprucht eine speziellere Beachtung, sowohl an sich als selbständiges meteorologisches Element, als auch wegen des Mangels einer kontinuierlichen Registrierung der Bewölkung.[3]) Der tägliche Gang der Insolation ist wichtig, weil eine ganze Reihe meteorologischer Erscheinungen von demselben abhängen. Wir haben ja in der Wirkung der Sonnenwärme auf die feste oder flüssige Erdoberfläche und sodann auf die Luft die Hauptursache aller Vorgänge in der Lufthülle der Erde erkannt.

Die folgende kleine Tabelle erläutert die hauptsächlichsten Erscheinungen im täglichen Gange der Insolation. Die Zahlen derselben geben an, wie viel volle Stunden Sonnenschein während eines Monates einem jeden Stundenintervall zwischen 6^h morgens und 6^h abends zukommen.[4]) Mit anderen Worten, die Zahlen geben

---

[1]) Monthly Weather Review. March 1898. pag. 108. Arizona erhält 74 Proz. (Yuma sogar 82 Proz.), die Seenregion etwa 40 Proz., örtlich sinkt die Insolationsdauer auf 30 Proz. herab. S. Karte VII, Isohelien für die Vereinigten Staaten.

[2]) Es ist noch von Interesse, den Säntisgipfel mit Lugano zu vergleichen. Ersterer hat von November bis Januar inkl. 384 Stunden Sonnenschein, Lugano dagegen bloss 347 Stunden, im Juni aber hat der Säntis nur 145 Stunden (30 Proz.), Lugano dagegen 253 Stunden (61 Proz.).

[3]) Vergl. A. Lancaster: De l'intérêt des relevés journaliers des heures de Soleil. Annuaire de l'Observatoire R. de Belgique. 1899.

[4]) Die früheren und späteren Stunden im Sommer und Jahr sind hier weggelassen, der Vergleichbarkeit der Zahlen wegen. Sie haben auch weniger Bedeutung. Es ist bekannt, dass die meisten Sonnenschein-Autographen ihren Dienst versagen, wenn die Sonne dem Horizont nahe ist, ausserdem wirken ganz lokale Verhältnisse in gleichem Sinne störend in der Nähe von Sonnenauf- und -Untergang. Für Hamburg entfallen auf die Zeit vor und nach 6 h im Jahre 56 Stunden Sonnenschein, ca. $4^1/_2$ Proz. der Jahresmenge, zu Wien 108 Stunden oder nahe 6 Proz. Hamburg hat von 4—6 h am nur 12 Stunden, von 6—8 h p 45 Stunden, Magdeburg 37 und

an, an wie vielen Tagen im Monate durchschnittlich in dem betreffenden Stundenintervall die Sonne voll ausscheint.

Der Übersichtlichkeit halber beschränkt sich die Tabelle auf Angabe der Insolationsdauer in den drei Monaten mit dem tiefsten und mit dem höchsten Sonnenstande, sowie im ganzen Jahre, alle Zahlen auf einen mittleren Monat reduziert.

Häufigkeit (Stunden) des Sonnenscheins zu den verschiedenen Tageszeiten (Mittlere Zahl der Stunden Sonnenschein während eines Monates.)

Tageszeit	Mitteleuropa (Niederung) 5 Orte [1]			Mitteleuropa (Berggipfel [2]) 2550 m			Tropen San José, Costarica			Tageszeit
							2 trockne Monate	2 nasse Monate		
	Novemb bis Februar	Mai bis Juli	Jahr	Novemb bis Februar	Mai bis Juli	Jahr	Januar Februar	Juni Juli	Jahr	
6—7	0·0	15·1	6·3	0·1	11·7	5·4	10·0	7·6	8·6	6—7
7—8	0·3	16·6	9·0	4·4	13·9	10·4	22·6	14·7	19·1	7—8
8—9	2·5	17·9	11·7	5·4	14·2	13·5	21·8	16·8	20·4	8—9
9—10	5·1	19·0	13·5	14·1	14·0	14·4	21·7	16·0	19·2	9—10
10—11	6·8	19·5	15·0	15·4	13·2	14·5	21·2	15·0	18·1	10—11
11—Mittag	8·0	19·3	15·7	15·9	11·4	13·9	20·7*	10·5	15·9	11—Mittag
Mittag—1	8·8	19·0	15·9	15·7	10·9	13·5	20·8	8·6	14·8	Mittag—1
1—2	9·0	18·8	15·8	15·4	10·9	13·1	21·2	8·3	14·4	1—2
2—3	8·2	18·3	15·3	14·3	9·9	12·2	20·8	6·7	12·8	2—3
3—4	5·2	17·5	13·8	11·5	9·2	11·0	19·4	4·0	10·0	3—4
4—5	0·6	16·3	10·3	4·8	9·0	8·1	14·5	2·2	6·7	4—5
5—6	0·0	14·5	6·7	0·0	8·5	4·8	3·5	0·6	1·8	5—6
Vormittag	22·7	107·4	71·2	55·3	78·4	72·1	118·0	80·6	101·3	Vormittag
Nachmittag	31·8	104·4	77·8	61·7	58·4	62·7	100·2	30·4	60·5	Nachmittag
im Monat	54·5	211·8	149·0	117·0	136·8	134·8	218·2	111·0	161·8	im Monat

Die Zahlen für Mitteleuropa mögen mehr oder weniger als für die mittlere gemässigte Zone geltend angesehen werden. Sie zeigen, dass das Maximum der täglichen Insolation im Winter ganz entschieden auf den Nachmittag fällt, auf 1—2^h, im Jahresmittel auch noch auf Mittag bis 1^h, der Nachmittag hat etwas mehr Stunden Sonnenschein als der Vormittag. Diese Sätze gelten in noch höherem Grade für etwas höhere Breiten und für küstennahe Orte. An diesen rückt das Maximum der Insolation am meisten auf den Nachmittag hinüber und letzterer hat mehr Sonnenschein als der Vormittag. Offenbar ist die grössere nebelige und wolkige Trübung der Luft am Vormittag die Ursache davon, die Sonne muss erst den nächtlich kondensierten Wasserdampf wieder auflösen, um zu voller Wirkung zu kommen. Die Zahlen für den Winter sprechen deutlich dafür. Im Sommerhalbjahr verhält es sich umgekehrt. Das Maximum der Insolation fällt schon auf den Vormittag von 10—11^h etwa, indem die Sonne sich selbst durch die Wolkenbildung der auf-

---

41·5, Wien resp. 60 und 48. Am Morgen ist der lokale Unterschied am grössten, was wohl erklärlich. Dazu käme überall noch der Ausfall, der durch den Mangel an Empfindlichkeit der Autographen entsteht und der an ganz heiteren Tagen auf je 1 Stunde veranschlagt werden darf.

[1]) Zürich, Kremsmünster, Wien, Klagenfurt, Lugano, letzteres im Winter nur mit halbem Gewicht in Rechnung gestellt.

[2]) Sonnblick, Säntis, Obir.

steigenden Luftbewegung, die sie veranlasst, ein Hindernis schafft, am Nachmittage voll auszuscheinen. Der Vormittag hat deshalb meist etwas mehr Sonnenscheinstunden als der Nachmittag, besonders in niedrigeren Breiten. Vom Norden und den Küstengegenden gilt dies weniger als für das Inland und niedrigere Breiten.[1])

An vielen Orten kann man in einem oder mehreren Sommermonaten eine Abnahme der Insolation gerade um Mittag beobachten, worauf dann nach Mittag wieder eine Zunahme folgt, so dass zwei Maxima der Insolation auftreten, von denen das vormittägige meist das Hauptmaximum ist. Die Ursache liegt in einer grösseren Trübung (Kondensation des Wasserdampfes) des Himmels um Mittag, für welche bebesonders die aktinometrischen Registrierungen empfindlich sind (s. S. 37 u. 38). Dieselbe wird hervorgebracht durch die Hebung und Abkühlung der höheren Luftschichten infolge der Ausdehnung der unteren bei steigender Temperatur. Auch die Bewölkung zeigt ein Maximum um diese Zeit. Heitere warme Sommermonate zeigen diese Doppelperiode (überhaupt das Vormittagsmaximum) häufiger als kühle und trübe.[2])

Auf den Berggipfeln erreicht die Häufigkeit des Sonnenscheins im Winter das Maximum um Mittag, wie unten, nur etwas früher, und der Nachmittag hat etwas mehr Sonnenschein als der Vormittag. Die Summe der Sonnenscheinstunden ist dann mehr als doppelt so gross als in der Niederung, der Vormittag eines Wintermonates hat allein so viel Stunden Sonnenschein als unten der ganze Tag. Im Sommerhalbjahr aber erreicht die Insolation schon sehr früh am Vormittag, um $8-9^h$, ihr Maximum und nimmt dann langsam ab. Jede von Mittag gleich weit abstehende Stunde hat vormittags viel mehr Sonne als nachmittags, so dass dem Vormittag nahe 58 Proz. des täglichen Sonnenscheins zukommen. Die Wanderung des Maximums der Insolation im Jahreslaufe zeigen die Registrierungen auf dem Obir (2040 m) am auffallendsten. Das Maximum fällt von November bis Januar inkl. auf Mittag bis 1^h, im Februar auf 11 bis Mittag, im März auf $10-11^h$, vom April bis August auf $8-9^h$, dann geht es wieder zurück, im September auf $9-10^h$, und im Oktober auf $10-11^h$ vormittags. Vergleicht man die Sonnenscheindauer der 3 Stunden 11^ha bis 1^hpm in den verschiedenen Monaten auf Berggipfeln mit jener in der Niederung darunter, so zeigt sich folgendes: Sonnblick und Obir haben das Maximum 47 Stunden im Dezember, das Minimum im Juni mit bloss 27 Stunden; Wien und Klagenfurt dagegen: Dezember Minimum 21·3 Stunden, August Maximum mit 66·5 Stunden. Der Gang der Insolationsdauer um Mittag herum ist also oben der entgegengesetzte von jenem unten.

Die Ursache des Mangels an Sonnenschein auf Bergen in den Nachmittagsstunden der wärmeren Jahreshälfte ist die aufsteigende Luftbewegung und die von derselben bedingte Wolkenbildung um die Berggipfel. Die Hochthäler nehmen daran nur wenig teil. Die Berge höherer Breiten in kühleren und trüben Klimaten, wo die Erwärmung des Bodens geringer ist, zeigen die nachmittägige Abnahme der Insolation nur in geringem Masse. Auf dem Ben Nevis hat von Mai bis Juli der Vormittag 156, der Nachmittag 157 Stunden Sonnenschein.[3]) (Jahr: Vormittag 355·3, Nachmittag 365·3 Stunden.)

In den Tropen und namentlich in der Äquatorialregion ist der tägliche Gang der Insolation in der Niederung gleich jenem auf den Berggipfeln bei uns, namentlich in

---

[1]) Klagenfurt hat vormittags durchschnittlich 2.4 Stunden Sonnenschein, nachmittags 2.6, Bukarest vormittags 2.9, nachmittags 3.0, Kimberley vormittags 4.6, nachmittags 4.3. Das Maximum der Insolation fällt hier im Frühling und Sommer auf 9—10, im Herbst auf 10—11, im Winter auf 11—12 und 1—3 hp.

[2]) Bei König. S. 353 (47).

[3]) S. Met. Z. 1893. S. 352.

der Regenzeit Batavia hat das Maximum des Sonnenscheins vormittags 9—10^h mit 63 Proz (der moglichen Dauer), mittags bis 1^h, nur 54 Proz, dann folgt ein kleines sekundares Maximum, 56½ Proz, von 2—3^h (Jahresmittel) Port au Prince (Haiti) hat im Jahresmittel vormittags 4·8, nachmittags nur 3 8 Stunden Sonnenschein, in der Regenzeit aber vormittags 4 93 (60 Proz), nachmittags nur 3 37 Stunden (40 Proz) Sonnenschein Das Maximum der Insolation fallt das ganze Jahr auf den Vormittag, im Mittel auf 10^h

In auffallendster Weise zeigt sich das Uberwiegen der vormittagigen Insolation zu San José de Costarica (9°56′ nordl Br, 1135 m) Im Januar und Februar, die fast regenlos, sind die fruhen Morgenstunden nahezu stets rein und sonnig, dann nimmt die Insolation bis Mittag etwas ab und steigt dann wieder bis 2^h (ähnlich wie bei uns in manchen Sommermonaten), der Vormittag hat ca um ⅕ mehr Sonnenschein als der Nachmittag In den Regenmonaten aber sinkt die Insolation auf die Halfte jener der Trockenmonate herab und der Vormittag hat 73 Proz der Sonnenscheindauer des Tages, der Nachmittag nur 27 Proz Die Insolation nimmt nach 11^h sehr rasch ab und hort nach 4^h fast vollig auf Das Maximum der Insolation fallt im Jahresmittel auf 8—9^h nachmittags, der Vormittag hat im Mittel 3 33, der Nachmittag bloss 1 99 Stunden Sonnenschein [1])

Die Registrierung des Sonnenscheins gestattet auch die ganz sonnenlosen Tage zu zahlen Pawlowsk (bei Petersburg) hat deren 111 (November bis Februar 64, Sommer 5), Kiel 106, Rostock 92, Hamburg 109 (November bis Februar 56, Sommer 8), Brussel 64 (Winter 35, Sommer 4), Bremen 74, Eberswalde 80, Magdeburg 77½ (Winter 38½, Sommer 4), Kassel 84, Chemnitz 58, Wien 77 (Winter 40, Sommer 5), Zurich 78, Klagenfurt 86 (November bis Januar 46, Sommer 5 3), Pola 38 (Winter 18, Sommer 1), Kimberley bloss 4 7 (Sommer 2 3, Winter 0 3) Ganz sonnenlose Tage sind demnach, die hoheren Breiten ausgenommen, recht selten und fehlen im Sommer fast ganz Anders auf Berggipfeln, der Sonnblick hat deren 135 (Winter 27, Sommer 39), Ben Nevis 188 (mehr als 52 Proz aller Tage, Winter 59 [65 Proz], Sommer 38 Tage)

Viertes Kapitel

Die Niederschlagsformen des Wasserdampfes in der Atmosphäre als Regen, Schnee, Graupel und Hagel

I. Allgemeines über die flüssigen und festen Niederschläge und deren Entstehung.

A Die Bildung des Regens und der Wassergehalt der Wolken Die gesteigerte Verdichtung des Wasserdampfes in den Wolken fuhrt zur Entstehung des Regens und des Schnees, doch konnen Regen und Schnee auch ohne vorausgehende Wolkenbildung fallen

Wenn der in der Atmosphare kondensierte Wasserdampf Tropfen von solcher Grosse bildet, dass dieselben nicht mehr schwebend erhalten werden konnen, so fallen die Tropfen zur Erde nieder und bilden den Regen Zuweilen, wenngleich nur sehr selten, geschieht dies ohne vorausgehende Wolkenbildung, es fallt Regen bei heiterem Himmel Auch Schnee kann bei grosserer Kalte unter solchen Umstanden fallen, aber stets nur in sehr geringer Menge, wie auch der Regen bei heiterem Himmel nur leicht und von kurzer Dauer ist Es scheinen ganz besondere Umstande im Spiele zu sein, wenn der atmospharische Wasserdampf statt zuerst in

[1]) Der rasche Abfall der Insolationsdauer nach 5h abends ist wohl eine Folge des Bergschattens und die registrierte Sonnenscheindauer von San José im Betrage von 1942 Stunden deshalb zu gering

der Form feinster Wolkenteilchen gleich in so grossen Tropfen in der Luft kondensiert wird, dass dieselben sogleich zur Erde fallen. Die Umstände, unter denen dies geschieht, sind, wohl wegen der Seltenheit der Erscheinung, noch nicht erforscht.[1])

Der gewöhnliche Vorgang der Regenbildung dürfte darin bestehen, dass die feinen Wolkenteilchen beim Fortschreiten des immer intensiver werdenden Kondensationsprozesses (zumeist wohl durch Vereinigung der kleineren Wasserkügelchen) zu solcher Grösse anwachsen, dass sie zu fallen beginnen. Schwebt die Wolke hoch und ist die Luft unterhalb derselben trocken, so verdunstet zuweilen der fallende Regen wieder, bevor er die Erdoberfläche erreicht; man sieht nicht selten Wolken, von denen graue Regenstreifen herabhängen (meist in schiefer Richtung infolge der Luftbewegung), die aber die Erdoberfläche nicht erreichen.

Die Frage nach der Ursache des Regens ist scheinbar leicht zu beantworten, denn wir können alle Übergänge von Nebel und Wolke bis zum Regen aus der Wolke beobachten. Wir treffen Nebel, welche nicht nässen, in denen die Wasserteilchen wahrscheinlich ganz besonders klein sind. Dann beobachten wir nässende Nebel, ferner das sogenannte „Nebelreisen" („il bruine" sagen die Franzosen), wenn die aus dem Nebel fallenden feinen Wassertröpfchen sichtbar werden und die abgesetzte Wassermenge merklich wird, wir können auch zuweilen innerhalb des Nebels (der Wolke) wirkliche, wenngleich feine Regentropfen fallen sehen. Endlich geschieht es, dass aus dem über uns befindlichen Nebel oder der Wolke Wassertropfen mehr oder minder dicht herabfallen, das ist der gewöhnliche Regen. Auf Bergen kann man zuweilen beim Herabsteigen die letzten 3 Stadien der Regenbildung zugleich beobachten: oben Nebelreisen, etwas tiefer unterhalb, aber noch inmitten des Nebels, feinen Regen, tiefer unten, unterhalb der Wolkenschicht kräftigeren Regen bis zum grosstropfigen Platzregen am Fusse des Berges. Die Vergrösserung der Regentropfen gegen die Erdoberfläche hin kommt hier direkt zur Beobachtung.

Dasselbe kann auch bei Schneeflocken beobachtet werden. Am 8. November 1868 stieg Tissandier während eines grossflockigen Schneefalles von la Vilette auf. Mit der zunehmenden Höhe wurden die Flocken stets kleiner, man sah sie im Fallen merklich sich vergrössern. In der grössten Höhe von 2100 m fand er sich sozusagen am Orte der Entstehung des Schneefalles selbst. Die Luft war durchscheinend und ringsherum bemerkte man sehr kleine glitzernde Eisflitter, welche im Fallen sich zu vereinigen schienen. Die Temperatur war -1^{0}.

Trotzdem hat die Entstehung des Regens noch manche dunkle Seite. Was giebt den ersten Anlass zur Vereinigung der in der Luft suspendierten kleinen Wasserteilchen, welche die Wolke bilden, zu grösseren Tropfen? Nicht selten sieht man schwere dunkle Wolken lange unverändert am Himmel stehen oder dahinziehen,

---

[1]) Ch. Martins in Montpellier sagt, dass er jährlich zwei- bis dreimal Regen ohne Wolken beobachten konnte. In Frankreich hat man für diese Regen ja sogar die spezielle Bezeichnung „serein". Auf Mauritius sollen sie häufig sein. Ich habe nur einmal auf dem Wege vom St. Gotthard herab nach Andermatt an einem August-Nachmittag aus heiterem Himmel bei frischem Nordwind Sprühregen beobachtet. Am 9. August 1839 sah Wartmann in Genf einen Regen von 2 Minuten Dauer bei ganz heiterem Himmel fallen, und Noveau beobachtete zu Konstantine am 6. Oktober 1840 einen Platzregen von 10 Minuten Dauer ohne Wolken. M. s. darüber Compt. rend. V. pag. 549; XI. pag. 327; XII. pag. 777; XIV. pag. 765, und Pogg. Annalen. B. 43. S. 420; B. 45. S. 480; B. 53. S. 224 u. B. 57. S. 611. Bemerkenswerter Weise fehlen detaillierte Beobachtungen aus neuerer Zeit, vielleicht weil man der Erscheinung zu wenig Beachtung schenkt, was aber die Erforschung der Ursachen derselben erschwert.

Im Vorfrühling kann man nicht so selten beobachten, dass bei böigem Wetter aus NW mit Sonnenschein wechselnd, beim zeitweiligen stärkeren Einbrechen des NW der ganze Luftraum bis zum Erdboden herab sich plötzlich in ein Schneegestöber verwandelt, die Schneewolke reicht bis zur Erde herab, oder das Schneegestöber bildet selbst die Wolke. Besonders nach Abzug desselben, von der Seite gesehen, tritt die Erscheinung einer auf der Erde aufruhenden Schneewolke sehr deutlich hervor. Feuchte, in den Pausen durch die schon starke Sonnenstrahlung erwärmte Luft ist dazu nötig. Vielleicht giebt dies auch einen Fingerzeig für die Entstehung des Regens ohne Wolke.

ohne dass sie Regen zur Erde herabsenden. Plötzlich aber scheint eine Auslösung eingetreten zu sein, man sieht einige leichte Regenstreifen niedergehen, und wie mit einemmale hat dann die Regenbildung die gesamten Wolkenmassen ergriffen und der Regen strömt nun vom Himmel herab. Welche Kräfte sind es, welche das Zusammenfliessen oder die Vergrösserung der Wolkenteilchen früher verhindert haben, plötzlich aber ausser Wirksamkeit getreten sind? Man denkt wohl in erster Linie an elektrische Ladungen und Entladungen der Wolkenteilchen, aber einen direkten Beweis für diese Ansicht können wir nicht erbringen, und ebensowenig den Vorgang näher beschreiben. Manche Erscheinungen bei Gewittern sprechen zu Gunsten der Ansicht, dass schwache gleichartige elektrische Ladungen das Zusammenfliessen der Wassertröpfchen in den Wolken für gewöhnlich verhindern [1].

So lange die Partikel von Wasser (oder Eis), welche eine Wolke bilden, alle von gleicher Grösse sind, ist unter gewöhnlichen Umständen kein Grund vorhanden, dass sich mehrere derselben zu grösseren Partikeln vereinigen und so Regentropfen bilden, denn die Wolkenteilchen haben, mag die Luft, in der sie suspendiert sind,

[1] Schon Kant hat in seiner Physischen Geographie diese Ansicht ausgesprochen: „Hat sich die Elektrizität der Wolken stark genug vermindert (durch allmähliche Entladung), so fliessen ihre kleinen Dunstbläschen in Tropfen zusammen und fallen herab, eine Erscheinung, die wir Regen nennen, und nach der Grösse der niederfallenden Tropfen vom Staubregen bis zum Platzregen und Wolkenbruch unterscheiden.“ — Linss hält es für wahrscheinlich, dass in allen Wolken Kräfte thätig sind, sei es Elektrizität oder die Molekularkräfte der Gashüllen der feinen Tröpfchen, welche einer Annäherung der Tröpfchen widerstreben, so dass die Regen- und Schneebildung nur unter Überwindung dieser Kräfte vor sich gehen kann. Met. Z. XVIII. 1883. S. 84. — Auch Charles Ritter meint, dass die Vereinigung der Wolkenelemente die Hauptursache der Vergrösserung derselben und damit der Bildung der Regentropfen sei, und dass die Elektrizität dabei wohl die Hauptrolle spiele. Mikroskopische Untersuchung künstlicher Nebel ergaben ihm als Bestandteile derselben Wasserkügelchen von einem Durchmesser von 0.023–0.015 mm, aber es gab auch solche von einer Grösse bis zur Grenze der Leistungsfähigkeit seines Mikroskopes, d. i. von 0.00006 mm. Die kleinsten Tröpfchen nässen nicht, sondern prallen von einer Spiegelplatte ab und rollen auf derselben fort.

Dies erklärt sich aus der Konstitution der Nebelteilchen. Dieselben bestehen aus einem Kern, dem feinen Wassertropfen, der Oberflächenhaut desselben und einer adhärierenden verdichteten Gasatmosphäre. Die Oberflächenhaut spannt sich um so fester um den Kern, je kleiner die Tröpfchen sind, und die kleinsten Tröpfchen lassen sich deshalb am wenigsten deformieren. Dieselben benetzen nicht und vereinigen sich schwer. Die Gasatmosphäre macht die Tröpfchen spezifisch leichter, bei den kleinsten verschwindet die Schwerkraft gegenüber elektrischen Kräften und der Luftbewegung. (Sur la Nature des particules aqueuses non congelées, qui constituent les nuages. — Actions élémentaires dont dépend la croisance des nébules et des hydrométéorites. Annuaire de la Soc. Met. de France. 33. Année 1885. pag. 261 und 35. Année 1887. pag. 362.)

Shelford Bidwell beobachtete, dass der Schatten eines Dampfstrahls, der sonst schwach und farblos war, immer dunkel und dicht wurde und eine orangebraune Färbung annahm, sowie er elektrisiert wurde. Die Spektraluntersuchung ergab, dass er dann Violett und Grün fast vollständig absorbierte und fast nur Orange und Rot übrig blieben, während die Absorption ohne Elektrisierung kaum merklich war. Die Elektrizität verursacht also eine Zunahme der Grösse der Wasserpartikelchen, früher der Mehrzahl nach kleiner als die Wellenlängen des Lichtes, werden sie dann grösser, etwa von einem Durchmesser von 0.0005 mm. So hat auch Lord Rayleigh gefunden, dass die Tropfen eines Wasserstrahls nach der Elektrisierung zusammenfliessen, grösser werden. Er findet die Ursache darin, dass die Elektrisierung niemals gleichförmig ist, und macht auf die meteorologischen Konsequenzen aufmerksam. (Proc. R. Soc. 1879.) Ein elektrisierter Dampfstrahl erinnert, so meint Bidwell, an die Schwärze der Gewitterwolken, und das fahle, düstere, gelbe Licht, das sie zuweilen durchlassen. (The Electrification of a Steam jet. Phil. Mag. V. Ser. B. XXIX. 1890. pag. 158.) J. Aitken, R. Soc. Proc. 1892. — Auch R. v. Helmholtz hat bemerkt, dass ein Dampfstrahl, wenn er elektrisiert wird, klarer und schärfer hervortritt und Diffraktionsfarben zeigt, wie sie in Nebelschichten auftreten. (Wiedemanns Annalen. XXXII. S. 1.) — Wilson hat gezeigt, dass Kathodenstrahlen und Röntgenstrahlen die Kondensationskerne zu vermehren scheinen: es bildet sich bei gleicher Expansion feuchter Luft (gleicher Abkühlung derselben) ein dichterer Nebel, als ohne dieselben. Untersuchungen, ob Röntgenstrahlen in der Sonnenstrahlung vorhanden seien, lieferten aber ein negatives Resultat, selbst in der Höhe von Pikes Peak (4300 m). — Zur Litteratur: Plumandon, La formation des principaux hydrométéores. Paris 1885, und Ciel et Terre. B. 19. April 1898. pag. 75. — E. Renou, Théorie de la pluie. Annuaire de la Soc. Met. de France. T. XIV. 1866. pag. 89. — Paulsen hat beobachtet, dass durch das Mondlicht Wolkenbildung stattfindet. Met. Z. 1895. S. 161.

ruhig oder bewegt sein, keine relativen Bewegungen gegeneinander, und sie fallen auch mit gleichen Geschwindigkeiten. Will man die Elektrizität ausser Spiel lassen, so muss man sich nach einer anderen Ursache umsehen, welche einige Wolkenteilchen grösser macht als andere, und sie dann schneller fallen lässt.[1])

Es wird nun allerdings die Kondensation in allen Teilen einer Wolke nicht gleich sein und es kann wohl vorkommen, dass eine Wolke auch dichtere Partien mit grösseren Wolkenteilchen enthält, oder eine dichtere Wolke über einer leichteren schwebt, deren Teilchen rascher fallen, als die der letzteren.

O. Reynolds sucht die Entstehung einer Ungleichförmigkeit in einer Wolke in der Abkühlung, welche dieselbe an ihrer oberen Fläche durch Strahlung erfahren kann.[2]) Die Teilchen der Oberfläche kühlen sich stärker ab als die tieferen, sie kondensieren mehr Wasserdampf und wachsen dadurch stärker an als die tieferen, weniger exponierten. Sie erlangen dadurch das Bestreben hinabzusinken und andere nehmen ihre Stelle ein. So kann sich eine kontinuierliche Folge von rascher fallenden Teilchen bilden. Indem diese fallenden grösseren Teilchen andere, die sie auf ihrem Wege antreffen, in sich aufnehmen und dadurch immer mehr anwachsen, einen je weiteren Weg sie durch die Wolken zurücklegen, können sich Regentropfen von allen beobachteten Grössen bilden.[3])

Man hat früher oft angenommen, dass die Regentropfen auch in den Luftschichten zwischen Wolke und Erde wachsen durch Kondensation des Wasserdampfes der Luft auf denselben, da die Tropfen ja zumeist kälter sind, als die unteren Luftschichten, durch welche sie fallen. Erfahrungen, die man an hoch und niedrig aufgestellten Regenmessern gemacht hat, schienen diesen Schluss zu bestätigen. Es ist aber leicht nachzuweisen, dass auf diesem Wege sich die Regentropfen nur ganz unbedeutend vergrössern können. Die latente Wärme des Wasserdampfes, die bei der Kondensation frei wird, ist so gross, dass die Kondensation eines sehr kleinen Bruchteiles der Wassermenge des Tropfens genügt, um denselben auf die Temperatur der Umgebung zu erwärmen und damit die Kondensation zum Stillstand zu bringen.[4]) Die Regentropfen können sich daher durch letztere nur unmerklich vergrössern, wohl aber durch Zusammenfliessen mehrerer derselben.

Wassergehalt der Wolken. Hier wird die Beantwortung der Frage von Interesse, wie viel flüssiges Wasser eine Wolke enthalten mag. Merkwürdiger Weise hat man bis auf die neueste Zeit keine genügende Antwort auf diese Frage geben können. Scheinbar ist die Bestimmung des Wassergehaltes einer Wolke sehr einfach. Man lässt, wenn man sich in einen dichten Nebel, oder in einer dichten Wolke auf einem Berge befindet, ein bestimmtes Luftvolum über einen den Wasserdampf und das Wasser vollkommen absorbierenden Körper hinstreichen (durch Röhren mit Chlorkalcium, oder mit Schwefelsäure gesättigten Bimssteinstückchen) und wiegt denselben vor und nachher. Die Gewichtszunahme entspricht dem Wassergehalt der Wolke in Form von Dampf und Flüssigkeit. Da man die Luft in der Wolke als gesättigt-feucht annehmen darf, so giebt deren Temperatur (oder genauer eine Psychrometer-Ablesung) auch ihren Dampfgehalt; der Überschuss entspricht der Wassermenge der Wolkenteilchen.

Das Verdienst, die ersten derartigen Versuche ausgeführt zu haben, kommt den Brüdern Schlagintweit zu. Sie beobachteten auf der Vincenthütte (3150 m) am SE-Hange des Monte Rosa im September 1851. Am 5. September nachmittags fanden sie z. B. in einer dichten nässenden Haufenwolke bei einer Temperatur von 3.7° das Gesamtgewicht des Wassers im Kubikmeter zu 8.16 Gramm.

---

1) Bei der Vergrösserung wächst die Oberfläche und damit der Widerstand im quadratischen, das Gewicht des Tropfens aber im kubischen Verhältnis des Halbmessers.

2) Osborne Reynolds, On the Manner in which Raindrops and Hailstones are formed. Memoires of the Litt, and Phil. Soc. Manchester. III Ser. Vol VI. 1879. pag. 48—60 u. pag. 161—170; s. auch Met. Z. 1877. B. XII. S. 39.

3) S. darüber O. Reynolds am citierten Orte. Auch Renou, früher aber schon J. Herschel, hat eine solche Rechnung angestellt mit gleichem Ergebnis.

4) Hagelkörner schmelzen wohl häufig aus diesem Grunde trotz ihres raschen Falles durch die Luft, sonst würde es in den Tropen mehr Hagelfälle geben.

Da die Dampfmenge zu 6 24 Gramm angenommen werden muss, entfallen bloss 1 9 Gramm auf den Wassergehalt der Wolke (Neue Untersuchungen uber die physikalische Geographie der Alten Leipzig 1854 S 446 etc)

Spatere Beobachtungen in Wien und auf dem Obir in Karnten (durch Pernter), dann in Salzburg (durch Fugger) haben keinen merklichen Uberschuss uber die zur Sattigung notige Wassermenge in Nebel und Wolken ergeben Met Z 1889 B XXIV S 303

Auch die Bruder Schlagintweit fanden den Wassergehalt dichter Cumuluswolken im Mittel von drei Messungsreihen nur zu 0 95 Gramm pro Kubikmeter, also hochst geringfugig [1])

Erst kurzlich entdeckte F Exner die Ursache des Misslingens in der Aspirationsmethode Die feinen Wassertropfchen gelangen gar nicht in die Rohre, durch welche die Wolkenluft angesaugt wird, sie fliegen an derselben vorbei, wie Versuche direkt ergaben Vermeidet man die Rohren zum Auffangen der Wolkenluft, so erhalt man viel grossere Zahlen fur den Wassergehalt der Wolken Die Messungen von V Konrad auf dem Schneeberg bei Wien und auf dem Schafberg ergaben in Wolken, bei denen die Sehweite noch 30—40 Schritt betragt, 3 0 Gramm, bis 26 Schritt Sehweite 4 Gramm Wasser im Kubikmeter Wolkenluft Bei Nebel von 12 Schritt Sehweite, wie sie auf Bergen vorkommen, ist demnach wohl ein Wassergehalt von ca 9 Gramm im Kubikmeter zu erwarten [2]) Man kann demnach fur sehr dichte Cumuluswolken rund 10 Gramm Wasser pro Kubikmeter annehmen

Der Gehalt der Wolken an flussigem Wasser ist also viel kleiner, als man wohl annehmen mochte, und er ist meist kleiner als der Gehalt der Wolkenluft an Wasserdampf

Wir konnen uns nun auch eine Vorstellung machen uber die gegenseitigen Abstande der Wolkenteilchen von einander Nehmen wir den Durchmesser derselben wie fruher zu 0 02 mm, so findet man leicht, dass ca 239 Millionen solcher Tropfchen erst ein Gramm wiegen Setzen wir den Wassergehalt der Wolken mit 4 5 Gramm pro Kubikmeter an, so befinden sich in demselben wenig mehr als 1000 Millionen Tropfchen Da nun ein Kubikmeter gerade so viele Millionen Kubikmillimeter enthalt, kommt ca ein Tropfchen auf den Kubikmillimeter, deren gegenseitige Entfernung ist demnach beilaufig 1 mm, d i 50mal grosser als ihr Durchmesser Im gunstigsten Falle wird deshalb ein Tropfchen, das durch eine 1 km dicke Wolke fallt, erst das Gewicht von 4 2 Milligramm erreichen, wenn es alle auf seinem Wege moglicherweise liegenden Teilchen aufnimmt

B. Die Grosse der Regentropfen. Je dichter und machtiger die Wolke ist, aus welcher der Regen herabfallt, zu desto bedeutenderen Grossen konnen die Regentropfen anwachsen Da die grossen Tropfen rascher fallen als die kleinen[3]), so werden diese zuerst am Boden anlangen, in der That beobachtet man, dass bei Beginn eines Gewitterregens die ersten Regentropfen die schwersten sind Bald aber stellt sich eine ziemlich gleichmassige Grosse der Tropfen ein, indem die grosseren Tropfen die kleinen uberholen und aufsaugen, bis alle die gleiche Grosse erlangen Erst gegen das Ende des Regens wird meist die Tropfengrosse wieder kleiner Ferrels Ansichten daruber findet man spater erwahnt

Die Grosse, welche die Regentropfen im aussersten Falle erreichen konnen, ist fruher bedeutend uberschatzt worden Kant sagt in seiner Physischen Geographie „Gewohnlich betragt der Durchmesser der Regentropfen bei uns 1 — 2 Linien (ca 2—4 mm), im heissen Erdstrich einen Zoll" (wenn Pariser Zoll = 27 mm) Letztere Angabe findet man vielfach in alteren Lehrbuchern der Meteorologie, sie ist aber viel zu gross, wahrend erstere mit den neuen Messungen ubereinstimmt J Wiesner hat sich das Verdienst erworben, durch zahlreiche und sorgfaltige experimentelle Untersuchungen nachgewiesen zu haben, dass die grossten Regentropfen das Gewicht von 0 2 Gramm nicht uberschreiten konnen Lasst man grossere

---

[1]) Die von den Schlagintweit berechneten Daten sind allerdings viel grosser, aber unrichtig, da sie das Gewicht des gesattigten Wasserdampfes im Kubikmeter falschlich auf den Normaldruck reduziert, und deshalb zu wenig abgezogen haben

[2]) Wiener Akademie Anzeiger vom 9 November 1899

[3]) J Wiesner hat durch Fallversuche aus einer Hohe von 22 m ermittelt, dass Tropfen von 0 01 bis 0 25 Gramm Gewicht mit nahe gleicher Geschwindigkeit von etwas uber 7 m pro Sekunde fallen Die Beschleunigung ist bei dieser Fallhohe schon nahezu aufgehoben Das erstere Resultat ist uberraschend, da der Luftwiderstand so verschieden ist fur Tropfen von 1.3 und fast 4 mm Halbmesser Ch Ritter fand bei nur 15 m Fallhohe die Fallzeit fur Tropfen von 5 8 mm Durchmesser 2 3 Sek , von 2 75 mm 2 7 Sek Rozet hat bei einer Eisenbahnfahrt aus der Neigung der Spuren, welche die fallenden Regentropfen am Fenster zurucklassen, deren Geschwindigkeit zu 11 m gefunden Pogg Annalen B 86 S 335

Tropfen aus Höhen von 22 cm fallen, so zerreissen sie und geben nur Tropfen von höchstens 0·2 Gramm, d. i. von 3·6 mm Halbmesser oder etwas über 7 mm Durchmesser.[1]) Übrigens hat schon Ch. Ritter dasselbe gefunden. Derselbe konstatierte, dass die grössten Tropfen 0·14 Gramm nicht überschreiten (r = 3·3 mm) und betrachtet dies als die obere Grenze des Gewichts und Durchmessers der Regentropfen. Bei gewöhnlichem Platzregen fand er als Gewicht der Tropfen nur 0·065 Gramm.[2]) Damit stimmen auch die direkten Messungen der Intensität der tropischen Regen, welche Wiesner in Buitenzorg nach von ihm ersonnenen Methoden[3]) aufgestellt hat.

Wiesner fand als grösste Regenmenge pro Sekunde 0.04 mm und dabei kommen mindestens etwa 2—3 Tropfen auf 100 qcm. Dies giebt ein Tropfengewicht von 0.2 bis 0.13 Gramm. Die allerstärksten Regen zu Buitenzorg lieferten durchschnittlich Tropfen von 0.16 Gramm (oder 6.7 mm Durchmesser), viel häufiger fallen aber nur ca. 0.07 Gramm (5 mm Durchmesser). Bei schweren Gewitterregen in den österreichischen Alpen fand Wiesner im Maximum das Gewicht der Tropfen 0.12—0.13 Gramm (Durchmesser rund 6 mm). Die von Rohrer in Lemberg weniger genau gemessenen grössten Regentropfen hatten kaum 3 mm Halbmesser. Kants Angabe für die Grösse der Regentropfen in unserem Klima stimmen also mit den neueren genauen Messungen.[4])

C. Die Zusammensetzung des Regenwassers. Der Regen wäscht die Luft aus und enthält daher, bei seinem Beginn namentlich, alle in derselben suspendierten Beimengungen, also namentlich Staub und Russteilchen; letztere besonders in Städten und deren Umgebung. Der Staub, der dem Regen (oder Schnee) beigemengt ist und sich meist als gelber oder brauner Rückstand auf den vom Regen benetzten Gegenständen (oder durch Färbung der Schneedecke) bemerklich macht, kommt zuweilen aus sehr entlegenen Gegenden. In Italien und in den Alpen, auf den Canaren[5]) fällt nicht selten mit dem Regen ein Staub, der aus Nordafrika stammt (sog. „Passatstaub", s. später), zuweilen enthält der Regen auch den Pollen der blühenden Nadelhölzer und erscheint als „Schwefelregen".[6])

Wichtiger als diese zufälligen Beimengungen ist der ständige, aber mehr oder minder reichliche Gehalt des Regenwassers an Nitraten, an Ammoniak, Salpeter- und salpetrigen Säuren. Die Bildung derselben in der Atmosphäre scheint durch elektrische Entladungen in derselben besonders begünstigt zu werden, welche aber nicht in der sicht- und hörbaren Form der Gewitter erfolgen müssen, denn im

[1]) Die dritte Wurzel aus dem Quotienten: Tropfengewicht in Gramm : 4.1888 (d. i. $4\pi : 3$) giebt den Halbmesser des Tropfens in Centimeter.

[2]) Die vielen interessanten Versuche und Darlegungen von Ch. Ritter sind bisher fast ganz übersehen worden. S. Annuaire de la Soc. Mét. de France. 33. Année 1885. pag. 416 etc. Die grössten Tropfen, sagt Ritter, stammen von geschmolzenen Schneeflocken und Hagelkörnern. Man beobachtet aber, dass beim Fallen sich das Wasser vom Eis in Tropfen ablöst, deren Gewicht 0.2 Gramm nicht überschreitet. Aber auch dieser Tropfen teilt sich unmittelbar in zwei, die mit verschiedener Geschwindigkeit fallen, der grössere derselben überschreitet nicht 0.14 Gramm.

[3]) J. Wiesner, Beiträge zur Kenntnis des tropischen Regens. Sitzungsberichte der Wiener Akademie. B. CIV. Dez. 1895. S. 1397 u. 1434.

[4]) E. Rohrer, Über Regentropfen und Schneeflocken. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. XXXIV. S. 198; XXXV. S. 211 u. XLIII. S. 565 u. 580. — E. J. Lowe, Rain Drops. Quarterly Journ. R. Met. Soc. XVIII. 1892. pag. 242 u. Plate X. Keine wirklichen Messungen. — Krümmel beobachtete zu Kiel am 2. Juli 1884 Regentropfen, die weisslich aussahen, langsam fielen und taubeneigross waren. Die gemessene Schlagfläche betrug 6—8 cm. Wohl geschmolzene Hagelkörner und stark lufthaltig. Deutsche Met. Z. 1884. B. I. S. 283.

[5]) S. z. B. Annuaire de la Soc. Met. de France. 32. Année 1884. pag. 251. Der am 15. Januar 1867 in Graubünden gefallene gelbe oder ziegelrote Schnee enthielt etwa 300 Zentner Staub pro deutsche Quadratmeile, der aus Nordafrika stammte. Killias, Schweiz. Met. Beob. B. IV. Ebenso stammte der Staubfall vom 23. und 25. Februar 1879 über Italien, Dalmatien, in den Alpen aus der Sahara. Siehe Met. Z. 1879. B. XIV. S. 141, 309. Der Staubfall vom 10. März 1901 hatte wohl denselben Ursprung.

[6]) S. z. B. die instruktive Beschreibung eines solchen zu München am 10. u. 11. Mai 1886 in „Das Wetter". B. III. S. 95 etc.

Winter ist das Regenwasser reicher an Nitraten als im Sommer. Zu Montsouris (Paris) wird das Regenwasser fortwährend auf seinen Gehalt an Ammoniak und salpetriger Säure geprüft. Im Mittel von 20 Jahren enthält daselbst ein Liter Regenwasser 2·0 Milligramm Stickstoff in Form von Ammoniak und 0·7 Milligramm in Form von salpetriger Säure (mit Rücksicht auf die Niederschlagsmenge erhält ein Quadratmeter Bodenfläche im Jahr an Ammoniak fast 1·09 und an salpetriger Säure 0·39 Gramm). Der Gehalt der Niederschläge an Ammoniak steigt im Januar auf 3·7 Milligramm und sinkt im Juli auf 1·5 Milligramm herab, der Gehalt an salpetriger Säure zeigt dagegen kaum eine jährliche Periode.

Die an verschiedenen Orten gefundenen Zahlen für den Stickstoffgehalt des Regenwassers variieren sehr, im allgemeinen ist aber der Gehalt an Ammoniak ca. dreimal grösser als der an salpetriger Säure. In den Städten überwiegt der Ammoniakgehalt noch mehr. So ergaben z. B. die Messungen in England und Schottland auf dem Lande Ammoniakgehalt 0·70, salpetrige Säure 0·15 Milligramm, in Städten 3·7 und 0·26 resp.

Die festen Niederschläge sind reicher an Stickstoffverbindungen als die flüssigen. Im Mittel kann man pro Liter annehmen 1·5 Milligramm für Regen, 4·1 für Nebel, 7·5 für Rauhreif und Schnee.

In den Tropen ist der Salpetersäuregehalt des Regens (wenigstens örtlich) etwa 10 mal grösser als bei uns. Müntz fand, dass zu Caracas (10·3° nördl. Breite) das Regenwasser (pro Liter) 2·23 Milligramm Salpetersäure enthalt, zu S. Denis auf Réunion wurden 2·7 Milligramm gefunden (Maximum 12 bis 16 Milligramm), was (mit Rücksicht auf die Regenmenge) 6 kg Stickstoff pro Hektar giebt (entsprechend einer Düngung mit 50 kg Natronsalpeter), der Ammoniakgehalt des Regenwassers ist aber nicht viel grösser als bei uns, er wurde zu 1·6 Milligramm gefunden. Der hohe Gehalt des Regenwassers an Salpetersäure wird den häufigen und intensiven elektrischen Entladungen zugeschrieben.

Das Ammoniak kommt als Gas und als krystallinischer Nitratstaub in der Luft vor, letzterer wird vom Regen gelöst und auf die Erdoberfläche gebracht.[1])

Die Zufuhr von Stickstoffverbindungen an den Boden durch den Regen ist auch bei uns nicht unbedeutend. Sie beträgt in Frankreich auf dem Lande ca. 11 kg, zu Montsouris 15 kg, zu Rothamsted (Versuchsfeld) in England 10 kg pro Hektar.[2])

D. Die Temperatur des Regens. Wie zu erwarten, haben die Messungen der Temperatur des Regens ergeben, dass dieselbe durchschnittlich nicht erheblich von der Lufttemperatur abweicht, im allgemeinen aber niedriger ist als diese. „Es giebt keine warmen Regen im gewöhnlichen Sinne, d. i. solche Regen, deren Temperatur die Luftwärme erheblich übertrifft“ (Breitenlohner). Die Brüder Schlagintweit dürften ziemlich die ersten gewesen sein, welche die Temperatur des Regens gemessen und die Ergebnisse in einem allgemein zugänglichen Werke veröffentlicht haben („Neue Untersuchungen“ S. 459—466). Sie fanden die Temperatur des Regens bald etwas höher, bald tiefer als die Lufttemperatur, selbst auf der Vincenthütte (3150 m). Die zahlreichsten Messungen hat wohl Breitenlohner in Lobositz gemacht (in 4 Jahren bei 68 Gewittern, stets zahlreiche Messungen in jedem Fall).

---

[1]) In Gasform enthält die Luft mehr Ammoniak als in Form von Nitratstaub.

[2]) Näheres darüber siehe Annuaire de l'Observ. Municipale de Montsouris. Année 1897. pag. 345—368. — Mémoires de l'Acad. des sciences Belgiques XLIX, und Ciel et Terre. B. XIV. pag. 409. — Comptes rendus d. Pariser Akad. B. CVIII. S. 1062, B. CXIII. S. 779 u. 801, dann CXIV. S. 181. — Met. Z. 1894. S. 310.

Im Mittel war die Regentemperatur bei Gewittern aus NW, N und NE um 3·0° niedriger als die Luftwärme, bei S- und SE-Gewittern um 1·3°, bei Gewittern aus S, SW und W im Mittel bloss um 0·8°.[1])

Die Messungen von Arendt in Potsdam geben ähnliche Resultate. Bei Regen mit Hagel ist der Temperaturunterschied oft sehr gross (z. B. 19. Aug. 1894 3½ p. Regen 2·3, Luft 11·4°).

Passerini (landwirtschaftliche Schule in Florenz) hat mit einem selbst konstruierten Apparat gleichfalls die Temperatur des Regens und zwar ziemlich häufig gemessen[2]) (47 Beobachtungen). Er fand den Regen stets kälter als die Luft und zwar von Juni bis September um 3·1° im Mittel, im Mai, November und Oktober um 1·1°.

Eisregen. Fällt gewöhnlicher Regen aus einer oberen warmen Luftschicht durch eine untere ziemlich mächtige eisig kalte Luftschicht herab, so kann derselbe in letzterer zu Eiskügelchen erstarren, oder flüssig, aber überkaltet, zu Boden kommen, wo er sich dann sogleich in Eis verwandelt (s. Glatteis S. 250). Einen Fall von Eisregen in Form von soliden, glashellen, kugelrunden Körnern von 1—1·5 mm Durchmesser zu Wien am 23. Januar 1892 beschreibt Breitenlohner (Met. Z. 1892. S. 159). Die Eiskügelchen waren völlig trocken, frosthart, prallten von festen Körpern ab, und liefen auch aus der Hand wie Schrotkörner. Sie zeigten durchaus nichts, was an Hagelstruktur erinnerte.

Davon unterscheidet sich sehr der überkaltete Regen, der alles mit Eis überzieht und dadurch oft grossen Schaden namentlich in den Wäldern und Gärten anrichtet. Auf den interessanten von Meinardus in seiner Entstehung vortrefflich geschilderten derartigen Eisregen vom 20. Oktober 1898 in Mittel- und Ostdeutschland haben wir schon früher hingewiesen.[3])

E. Schnee, Graupel, Hagel. Allgemeines. Schnee. Bei Temperaturen unter dem Gefrierpunkt kondensiert sich der atmosphärische Wasserdampf nicht in Form von Wasserstaub, sondern von Eisstaub, der durch sein Flimmern und Glitzern im Sonnenschein seine krystallinische Struktur verrät. Der Wasserdampf geht dabei unmittelbar in den festen Zustand über; aber nur bei sehr grosser Kälte sehen wir dieses erste Stadium des Sublimationsprozesses des Wasserdampfes, bei Temperaturen wenig unter dem Gefrierpunkt oder über demselben (der Niederschlag stammt ja meist aus höheren kälteren Schichten), also bei höherem Dampfgehalt der Luft, vergrössern sich die reichlich kondensierten feinen Eisteilchen durch Agglomeration und Ankystalisieren zu grösseren leichten Geweben oder Netzwerken von Eisnadeln, den Schneeflocken.

Die zierlichen, wundervoll symmetrischen Gestalten der Schneeflocken haben oft die Aufmerksamkeit der Naturfreunde und Forscher auf sich gezogen. Der bekannte Wm. Scoresby (der jüngere) war aber der erste, der es versucht hat, die ausserordentlich mannigfaltigen Formen derselben zu klassifizieren und sie auf

---

[1]) Breitenlohner, Temperatur des Regenwassers bei Gewittern. Zeitschrift f. Met. VIII. 1873. S. 99. In wenigen Fällen, bei Gewittern aus S und W, war die Temperatur des Regens höher als die Lufttemperatur. Extreme Fälle: 18. Mai 1872, 6 h p Gewitter aus NW., Luft 21.9°, Regen 17.5° Mittel, Anfangsdifferenz sogar —6°. 5. Juni, 2—3 h p Gewitter aus WNW, Luft 15.4°, Regen 17.5°, der Temperaturüberschuss nimmt zu während des Regens.

[2]) Passerini, Sulla determinazione della temperatura della pioggia. Boll. Mensuale Soc. Met. Italiana XIV. 1894.

[3]) Met. Z. 1899. S. 165, auch „Das Wetter.“ 1898. S. 247.

fünf Hauptarten zurückzuführen[1]. Eine grosse Anzahl sehr sorgfältig ausgeführter Zeichnungen von Schneekrystallen verdankt man James Glaisher[2].

Die gründlichste Belehrung über die Natur und Gestalt der Schneeflocken bietet aber gegenwärtig die Schrift von G. Hellmann über die Schneekrystalle. Dieselbe giebt ein Résumé aller älteren Publikationen über diesen Gegenstand und schliesst daran die eigenen Beobachtungen und Untersuchungen, zu welchen die vollkommen naturgetreuen photographischen Aufnahmen der Schneefiguren durch Dr. Neuhaus die verlässlichsten Grundlagen liefern[3], während die besten und getreuesten älteren Abbildungen nach Handzeichnungen sich nicht enthalten konnten, viele Details willkürlich unter Voraussetzung einer vollkommenen Symmetrie zu ergänzen, die aber in Wirklichkeit vielfach nicht vorhanden ist.

Die Schneekrystalle gehören dem hexagonalen System an, welches drei gleiche Achsen unter Winkeln von 60° besitzt und eine ungleiche Achse, die auf deren Schnittpunkt senkrecht steht. Diese heisst die Hauptachse, während die drei anderen, welche in der Hauptsymmetrieebene liegen, Nebenachsen sind. Die meisten Schneekrystalle besitzen nur eine vorherrschende Entwickelung in der Hauptsymmetrie-Ebene, während bei anderen die Ausbildung nach allen vier Achsen ziemlich gleichmässig erfolgt. Erstere machen einen flächen- oder tafelförmigen Eindruck, letztere mehr einen körperlichen, säulenartigen. Hierauf gründet Hellmann seine neue Einteilung der Schneefiguren.

I. Tafelförmige Schneekrystalle mit vorherrschender Flächenentwickelung in der Ebene der Nebenachsen, die Länge der Hauptachse ist klein, Verhältnis ist gewöhnlich kleiner als 0.1. In dieser Hauptgruppe lassen sich unterscheiden: 1. Strahlige Sterne, 2. Plättchen und 3. Kombinationen von beiden.

II. Säulenförmige Schneekrystalle mit ziemlich gleichmässiger Entwickelung nach den vier Achsen. Verhältnis Hauptachse : Nebenachsen > 1 und < 5. Es lassen sich in dieser Gruppe unterscheiden: 1. Prismen, 2. Pyramiden, 3. Kombinationen von tafel- und säulenförmigen Krystallen.

Die rein sternförmigen Schneefiguren sind grösser als die plättchenförmigen. Der mittlere Durchmesser ersterer beträgt 2.4, der der letzteren 1.3 mm. Die Schneeflocken können aber Durchmesser von 8—12 cm erreichen. Das Gewicht eines Schneekrystalls von 2 mm Durchmesser kann man zu 2.3 Milligramm, von 1 mm zu 0.6 Milligramm berechnen, es ist daher begreiflich, dass sie langsam fallen, da das Verhältnis der Fläche zum Gewicht sehr gross ist[4]. Hellmann konnte durch Messungen nachweisen, dass mit der Temperatur die Grösse der Schneesterne zunimmt. Für die strahligen Sterne fand er im Mittel bei —6° den Durchmesser 3.4 mm, bei —8° 2.2 mm und bei —12° 1.2 mm. Sie werden immer zarter und dünner, je tiefer die Temperatur. Bei den sehr tiefen Temperaturen der Polargegenden erfüllen sie die Luft als „Diamantstaub“.

Hellmann fand, dass nicht bloss die prismatischen Schneefiguren, sondern auch die anderen Formen in ihren Haupt- und Nebenstrahlen kapillare Hohlräume besitzen, und C. Nordenskiold konnte in denselben bei —8° nicht bloss Luft, sondern auch flüssiges Wasser nachweisen. Durch diese kapillaren Hohlräume scheinen sich die Schneekrystalle wesentlich von den Formen des Reifes und Rauhfrostes zu unterscheiden.

Für die meteorologische Optik ist der Nachweis wichtig, dass die sechsseitigen Eisprismen, die von Galle und Bravais zur Erklärung der Ringe um Sonne und Mond und der Nebensonnen etc. vorausgesetzt werden, nicht gar so selten auch in den unteren Schichten der Atmosphäre vorkommen, wie es früher schien. Bei der Häufigkeit der Halo-Phänomene müssen sie aber wohl in den höheren Schichten viel zahlreicher vorhanden sein.

Lufttemperatur und Schneefall. Schnee kann bei allen Temperaturen fallen (etwa) zwischen — 40° und + 10°. Ein Blick in die Beobachtungsjournale der ostsibirischen und arktischen Stationen zeigt sogleich, dass dort Schneefälle bei — 40° und darunter vorkommen. Vielleicht ist aber dann die Temperatur

---

[1]) An Account of the Arctic Regions 1820. S. auch Wm. Scoresby, Tagebuch einer Reise auf den Walfischfang. Aus dem Englischen von Fr. Kries. Hamburg 1825. Tafel II—V enthalten 96 Schneefiguren.

[2]) J. Glaisher, Snow Crystalls. 5. Report British Met. Soc. 1855. pag. 17—30. Mit 36 Tafeln und 151 Schneefiguren. — S. auch G. Tissandier, L'Ocean Aerien. Paris. pag. 129—134, und Fritsch, Über Schneefiguren. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. XI. 1853. S. 492.

[3]) Schneekrystalle. Beobachtungen und Studien von Prof. Dr. G. Hellmann. Mit 8 Tafeln in Heliogravure und Lichtdruck nach den mikro-photographischen Aufnahmen von Dr. R. Neuhaus. Berlin 1893. — S. auch Met. Z. B. XXIX. 1894. S. 281. Tafel III und Litteraturbericht S. 17.

[4]) Die Grösse der Schneeflocken, sagt Ch. Ritter l. c., überschreitet nicht 3—4 cm, sie erreichen selten diese Grösse. Maille, der sie gemessen, fand die Fallgeschwindigkeit von Flocken von 10 mm Durchmesser 0.8 m pro Sekunde, von 40 mm nur 0.25 bis 0.35 m.

in den oberen Luftschichten, aus denen der Schnee stammt, höher. Der Schnee der Polarregionen ist trocken und fein. Die Schneehäuser der Eskimos, sagt Schwatka, liessen sich mit dem Schnee, wie er im Norden der Vereinigten Staaten fällt, nicht herstellen.[1])

In unseren Gegenden fällt der Schnee am häufigsten bei Temperaturen zwischen — 1° und + 1°, also bei Temperaturen um den Gefrierpunkt.

Berthold hat eine sehr gründliche Untersuchung angestellt über die Frage: Bei welcher Temperatur fällt der Schnee im Erzgebirge in 500 m Seehöhe?[2]) Es ergab sich, dass 40 Proz. aller Schneefälle auf Temperaturen zwischen —1° und +1° kommen; 59 Proz. der Schneefälle kommen auf Lufttemperaturen unter dem Gefrierpunkt. Auch die stärksten Schneefälle treten um 0° herum ein. Im Mittel des Winters war die Temperatur bei 299 Schneefällen —2.3°, im Mittel aller Fälle —1.3°. Achtmal fiel Schnee bei —12 bis —13° und zweimal bei +8° und 9°. Bei 20 Schneefällen im Mai war die mittlere Temperatur 3.9°, bei 28 Fällen im Oktober 1.3°. H. Schindler kam auf Grund seiner Beobachtungen in der Umgegend von Wien zu den gleichen Resultaten, doch hatte er nur Schneefälle bei Temperaturen von höchstens + 3 bis 4°.[3])

Zu Bevers im oberen Engadin (1710 m) fiel am 9. Juni 1829 Schnee bei einer Luftwärme von 10.9° C.[4])

Dichte des Schnees. Spezifische Schneetiefe. Die Frage, wie viel Wasser eine Schneelage von bestimmter Tiefe liefert, ist von grossem Interesse für den Meteorologen sowie für den praktischen Hydrologen. Bei den Schwierigkeiten, welchen die Messung der als Schnee fallenden Niederschläge vielfach begegnet, behilft man sich häufig (in manchen Beobachtungsnetzen durchgängig) mit der Messung der Höhe (Tiefe) des gefallenen Schnees. Um den derart gemessenen Niederschlag mit anderen Messungen vergleichbar zu machen, benötigt man einen Reduktionsfaktor, der angiebt, 1. welche Höhe der Schneelage der Höhe der Wasserschicht 1 zukommt (spezifische Schneetiefe), oder 2. den „Wasserwert“ des Schnees, das ist die Schneedichte, welche der reziproke Wert der spezifischen Schneetiefe ist.

Die nun schon sehr zahlreich nach verschiedenen Methoden vorgenommenen Messungen der spezifischen Schneetiefe haben an den verschiedensten Orten recht übereinstimmend die spezifische Schneetiefe im Mittel zu 10 bis 12 ergeben. Eine Lage frisch gefallenen Schnees von 10 bis 12 cm Höhe giebt demnach eine Wasserschicht von ca. 1 cm, oder die Dichte des Schnees ist 0·10 bis 0·08. Man kann deshalb im allgemeinen annehmen, dass im grossen Durchschnitt zur Reduktion der Monats- und Jahresmengen des als Schneehöhe gemessenen Niederschlages der Faktor 0·1 verwendet werden darf, oder dass 1 Centimeter Schneehöhe einem Millimeter Wasserhöhe gleichkomme.

Hoppe und Schreiber fanden in Sachsen die spezifische Schneetiefe 10—12; Lancaster für den St. Bernhard 9.3 (Winter 12, Sommer 5) und Partsch für Sils Maria gleichfalls 10—11; Schindler bei Wien 10.4, Abels in Katherinenburg (Sibirien) 10.2; Gube fand zu Zechen bei Guhrau 16; Ochljatinin in Samara 7 (Mittel von 16 Messungen); Jaubert in Paris 7.6, die Ingenieure des hydrometrischen Dienstes im Bassin der Seine im Mittel 10; Dines in England 10.5, Proctor 11.3. Schon Mairan gab 1716 die spezifische Schneetiefe zu 12 an; Muschenbroek in Utrecht zu 9.7 und Muncke (in Gehler: Physik. Lexikon) hat schon dafür die Zahl 10.

Die einzelnen Schneefälle geben allerdings sehr verschiedene Werte der spezifischen Schneetiefe, wie nicht anders zu erwarten. Aber deshalb verliert der Mittelwert durchaus nicht seine praktische Bedeutung und Wichtigkeit. Wenn z. B. Schindler bei 20 Schneefällen als Grenzen 3—30, im Mittel aber 10.4 fand, so heisst das doch, dass, wenn er nur die Schneehöhen gemessen, und deren Summe dann durch 10 dividiert hätte, um die Wassermenge der Schneefälle zu erhalten, er den richtigen Wert bekommen haben würde. Man wird also auf diese Weise gewonnene mittlere Niederschlagshöhen als nahezu richtig ansehen dürfen.

Wenn man aber die Wassermengen einzelner Schneefälle erhalten will, dann würde die Verwendung des Reduktionsfaktors 0.1 allerdings vielfach ganz falsche Resultate ergeben; in Einzelfällen musste der Wasserwert des Schnees speziell bestimmt werden.

---

1) Science. Vol VII. 1886. pag. 54/55.

2) Met. Z. XXIII. 1888. S. 30.

3) H. Schindler, Beitrag zur Kenntnis der Schneeverhältnisse, Met. Z. 1891. S. 265.

4) Denzler in Züricher Naturw. Vierteljahrsschrift. 1851. S. 287.

Man weiss im allgemeinen, dass „nasser“ Schnee, der bei Temperaturen um und uber 0° fallt, sehr dicht ist, wahrend der flaumige trockene Schnee, der bei tiefen Temperaturen ruhig fallt, bei gleicher Schneehohe einen viel geringeren Wasserwert hat Es kann aber auch bei sehr niedrigen Temperaturen feiner trockener Schnee von hohem Wasserwert fallen, namentlich bei starkerem Wind Der Wind verdichtet uberhaupt die frischen Schneelagen bedeutend, in den Schneewehen steigt die Dichte des Schnees erheblich, oder die spezifische Schneetiefe nimmt ab Bei dem grossen Schneesturm vom 11 bis 14 Marz 1888 an der atlantischen Kuste der Vereinigten Staaten hat man an vielen Orten die Dichte des Schnees bestimmt und dieselbe zu 0 18 gefunden, spezifische Schneetiefe also 5 6 (Schneelagen ausgeschnitten gaben im Mittel dasselbe, s Met Z 1890 S 125) Abels fand in Schneewehen die spezifische Schneetiefe 3 7 Fur den Einfluss der Temperatur auf die spezifische Schneetiefe findet Lancaster nach den Messungen auf dem St Bernhard folgende Zahlen Schneefalle bei Temperaturen um den Gefrierpunkt 7, bei —1 bis —4° 10, bei —5 bis —15° 13 In manchen Fallen kann man aber auch das Gegenteil erhalten (wie Abels) Wind und andere Einflusse bestimmen neben der Temperatur die Schneedichte Zwischen der Dichte des frischgefallenen Schnees und jener alterer Schneelagen muss man naturlich wohl unterscheiden Die alteren Schneelagen sind dichter und nehmen mit dem Alter an Dichte zu Abels (Katharinenburg) erhielt folgende Zahlen Dichte der Schneelagen Mitte November 0 16, Mitte Dezember 0 20, Mitte Januar 0 22, Mitte Marz 0 27, frischgefallener lockerer Schnee setzt sich rasch spezifische Schneetiefe am 15 November 24, am 17 November 14 und am 20 November 10 Ochljatinin fand im Gouvernement Samara die Dichte der Schneelagen (Mittel von 40 Messungen) zu 0 27, von Schneeanhaufungen (30 Messungen) 0 35 (spezifische Schneetiefe 3 7 und 2 8)

Alte Schneelagen im Hochgebirge erreichen nach 6—9 Monaten eine Dichte von 0 48 In 4359 m fand Vallot die Dichte der Schneelage an der Oberflache einen Monat alt 0 34, Ratzel fand die Dichte von Firnschnee 0 4 bis 0 5 Die Dichte des Gletschereises endlich betragt 0 88 bis 0 91

Hoppe und Schreiber, Sachs Jahrbuch IV 1886 III S 71 und Met Z 1889 S 141 und 1893 S 369 — Partsch bei Ratzel, Met Z 1889 S 433 Schindler, Met Z 1891 S 268 — Abels in Wild, Rep f Met B XV Nr 2 1892 — Ochljatinin in Wild, Rep XVII Kleinere Mitteilungen — Lancaster, La densité de la neige; eingehender, zusammenfassender Artikel in Ciel et Terre 1888 (2) 4 Année S 49 Siehe auch Ratzel, Die Schneedecke Forschungen zur deutschen Landes- und Volkskunde. B IV Nr 3 Stuttgart und Gube, Ergebnisse der meteorologischen Beobachtungen etc an der Station Zechen 1864

Ein Gemenge von Schnee und Regen, wie es bei Temperaturen uber dem Gefrierpunkt nicht selten fallt, nennt man gewöhnlich Schlacken (englisch sleet).

Graupel (franz grésil, englisch soft hail) Die Graupel sind kugelrunde, selten hockerige, etwa erbsengrosse, undurchsichtige schneeballartige Gebilde, nur zuweilen auch mit einem Eisuberzug versehen Sie erweisen sich nach ihrer Struktur als ein durch ein eisiges Bindemittel zusammengebackener Schneekrystall und haben auch die weisse Farbe des Schnees Ihr gewohnlicher Durchmesser kann zu 2—5 mm angenommen werden

Die Graupel fallen bei windigem, boigem Wetter in kurzen Schauern, denen zuweilen Schneefall folgt (nicht umgekehrt), namentlich im Fruhjahr (Marz, April), auch noch in den Fruhsommer hinein, bei Kalteruckfallen, sowie in milden Wintern unserer Breiten Im Herbste sind sie seltener, denn eine rasche Warmeabnahme nach oben, ein erwarmter Erdboden und Temperaturen unter dem Gefrierpunkt in geringer Hohe daruber begunstigen offenbar ihre Entstehung Sie treten deshalb auch am haufigsten bei Tage auf Im Hochgebirge uber der Schneegrenze sind sie im Sommer häufig, begleiten regelmassig die Gewitter und sind neben Schneefallen (die meist darauf folgen) die Hauptform der Niederschlage, wo in unseren Breiten uber 3000 m der Regen schon selten wird

Wenn die Graupelkorner grosser und fester und zugleich durchsichtiger werden, auch wohl von einer Eisrinde eingeschlossen sind, bezeichnet man sie als „Riesel“ Schmid sagt „Schlossen“, in Suddeutschland nicht ublich, wo schwerer Hagel damit bezeichnet wird Die „Riesel“ bilden den Übergang zum eigentlichen Hagel.

Hagel (grêle, hail). Der Hagel besteht aus Eisstucken von unregelmassiger, meist birn- oder pilzartiger Form Dieselben sind stets milchig trüb, nie vollkommen durchsichtig, wie homogene Eisstucke gleicher Grosse Sie haben meist einen trüben Kern (Graupelkorn), welcher von mehr oder minder konzentrischen harten und weichen, abwechselnd hellen oder trüben lufthaltigen Eisschichten umschlossen ist Die Formen der Hagelsteine sind ausserordentlich mannigfaltig, sowie auch deren Grosse, die von Haselnussgrosse bis zur Grosse von Tauben-, selbst

von Hühnereiern oder von Apfelsinen anwachsen kann.[1]) Zuweilen tragen sie sonderbar gestaltete Auswüchse, ja selbst vollkommen krystallinische Ansätze.

Die Struktur der Hagelkörner und weitere Angabe über deren Gestalt werden am besten bei den Erörterungen über deren wahrscheinliche Entstehung zur Sprache kommen.

Eigentlicher Hagel- und Graupelfall wird leider nicht immer streng auseinander gehalten, trotz der charakteristischen Unterschiede dieser beiden Formen der festen atmosphärischen Niederschläge. Die Statistik über die tägliche und jährliche Periode der Hagelfälle, welche Perioden als Fingerzeige für die wahrscheinlichste Ursache der Hagelbildung wichtig sind, wird dadurch vielfach unsicher und irreführend. Echter Hagel fällt selten im Winter und bei Temperaturen unter Null, ebensowenig wie in grossen Höhen der Gebirge oberhalb der Schneegrenze; er fehlt auch in den Polargegenden. Der Hagel ist eine Erscheinung der wärmeren Tages- und Jahreszeit, sowie der wärmeren Klimate bis gegen die Tropen hin, wo er im Meeresniveau wieder selten wird.

F. Die Entstehung der flüssigen und festen Niederschläge durch die aufsteigende Luftbewegung. Die Hauptquelle der Niederschläge in der Atmosphäre ist die aufsteigende Bewegung der Luft. Wir müssen deshalb die Temperatur- und Kondensationsstadien (Regen, Hagel, Schnee) in aufsteigenden Luftmassen näher ins Auge fassen. Zur genäherten und bequemen Lösung der dabei auftretenden Probleme wollen wir zunächst die Tabelle S. 241 benützen.

I. Die Luft habe an der Erdoberfläche 30^0 bei einer relativen Feuchtigkeit von 50 Proz. Dampfdruck also $^1/_2(31{\cdot}5) = 15.75$ mm und Taupunkt 18·4^0, Luftdruck 760 mm. Wenn die Luft aufsteigt, so kühlt sie zunächst um 1^0 pro 100 m ab (Trockenstadium). Der Taupunkt würde demnach (wenn keine Ausdehnung stattfinden würde) schon in $30 - 18{\cdot}4 = 11{\cdot}6 \times 100$, also in 1160 m Höhe erreicht. Da aber in dieser Höhe der Luftdruck rund 655 mm, so beträgt die Expansion $760:655 = 1{\cdot}16$ und die Dampfspannung in dieser Höhe ist deshalb bloss $15{\cdot}75 : 1{\cdot}16 = 13{\cdot}6$ mm. Der Taupunkt liegt deshalb in Wirklichkeit bei 16·1^0 (genähert).

Der Niederschlag beginnt somit in der That erst bei einer Seehöhe von $(30{\cdot}0 - 16{\cdot}1 = 14^0)$ 1400 m rund.[2])

---

[1]) Es sind schon Hagelsteine von 1 kg Gewicht und darüber gefallen, was einer Eiskugel von mehr als 13 cm Durchmesser entsprechen würde (spez. Gewicht zu 0.8 angenommen, wegen Luftgehalt). Ch. Ritter meint, dass eigentlicher Hagel wohl kaum das Gewicht von 50 Gramm erreicht, was der Grösse von Hühnereiern gleichkommt. Hagelkörner, die durchschnittlich eine solche Grösse haben, findet man selten erwähnt. Die einzeln vorkommenden grösseren Eismassen entstehen meist schon beim Fallen durch Agglutination.

[2]) Den Einfluss, welchen die mit dem Aufsteigen der Luft verbundene Ausdehnung und vergrösserte Kapazität für den maximalen Dampfgehalt hat, hat zuerst Linss beachtet. (Zeitschrift f. Met. XII. 1877. S. 298.) Dann hat ihm Sprung in seinem Lehrbuch der Meteorologie. S.178—180 eine Erörterung gewidmet. Sprung findet, dass die dadurch entstehende Erniedrigung des Taupunktes ca. $^1/_5$ der Differenz zwischen der Anfangstemperatur und dem Taupunkt beträgt, also im vorliegenden Falle $^1/_5(30 - 18.4) = 2.3$, somit Taupunkt in dem Kondensationsniveau $18.4 - 2.3 = 16.1^0$, wie oben. Ferrel giebt in seinem Werke: A popular treatise on the Winds (New York 1889), pag. 476, eine Tabelle mit den Höhen, in welchen bei verschiedenen Differenzen zwischen Lufttemperatur (t) und Taupunkt (τ) und bei verschiedenen Lufttemperaturen am Ausgangspunkte die Kondensation erfolgt und bemerkt dazu S. 33, dass die Relation $125(t - \tau)$ in Meter und Celsius-Graden die Tafelwerte sehr gut wiedergiebt. Er formuliert die Regel: Man vergrössere die Differenz Lufttemperatur weniger Taupunkt um $^1/_4$ und multipliziere sie mit 100, um das genäherte Kondensationsniveau zu erhalten. In unserem Falle hätte man also zu nehmen $11.6 + 2.9 = 14.5 \times 100 = 1450$.

Später hat R. Hennig ohne Kenntnis von Ferrels Regel den Gegenstand wieder aufgenommen: Eine einfache Formel, die ungefähre Höhe der Wolkenbildung bei adiabatischen Zuständen zu bestimmen. (Met. Z. B. XXX. 1895. S. 125.) Er gelangt zu der Relation $h = 123\,(t - \tau)$, also zu Ferrels Resultat. Die Temperatur in dieser Höhe ist, da die Wärmeabnahme rund 1^0 pro 100 m beträgt: $t_h = t - 1.23\,(t - \tau) = 1.23\,\tau - 0.23\,t$. In unserem Falle ($\tau = 18.4$, $t = 30^0$) erhält man 15.8^0 und $h = 1430$ m ca.

II. Das Wolken- und Regenstadium. Die Wolkenbildung beginnt also in 1400 m bei der Temperatur 16·1°. Die Wärmeabnahme ist nun plötzlich verlangsamt. Die Tabelle giebt für 16° und 1400 m eine Wärmeabnahme von 0·45 pro 100 m. Rechnen wir vorerst mit derselben bis zum Gefrierpunkt. Derselbe würde erreicht in 16·1° : 0·45° = 35·8 Hektometer.

Die Temperaturabnahme vergrössert sich aber mit zunehmender Höhe, weil die Wasserdampfmenge, die pro 1° Wärmeabnahme kondensiert wird, immer mehr abnimmt mit abnehmender Temperatur. In der genäherten Höhe für 0°, also bei 3580 + 1400 m = 4980 m und bei 0° ist die Wärmeabnahme schon 0·51°. Die mittlere Wärmeabnahme, mit der wir zu rechnen haben werden, ist demnach ½ (0·45 + 0·51) = 0·48, und die relative Höhe, in welcher der Gefrierpunkt erreicht wird, ist demnach 16·1 : 0·48 = 33·55 Hektometer, die Seehöhe also rund 4800 m. In dieser Seehöhe tritt die Temperatur 0° (der Gefrierpunkt) ein.

III. Stadium (Hagelstadium). Die Luft enthält nun neben dem Dampfe Wolkenteilchen von der Temperatur 0° und mitgerissenes Kondensationswasser (Regentropfen), das nun gefrieren kann. Da dieses Gemenge für die Hagelbildung günstig zu sein scheint, hat man dieses Stadium auch das Hagelstadium genannt. Wie wir sehen werden, dürfte aber die eigentliche Hagelbildung erst in einem erheblich höheren Niveau beginnen (daher besser Gefrierstadium). In diesem Stadium, sinkt, so lange Wasser gefriert, die Temperatur nicht unter 0°. Es kann die Luft nun eine Strecke aufsteigen, ohne weiter zu erkalten, daher nimmt dieses Stadium eine selbständige Zwischenstellung ein. Die Länge dieser Strecke oder die Mächtigkeit dieser Schicht hängt von der von unten herauf mitgerissenen Wassermenge ab und von der Annahme, dass alle noch flüssigen Wasserteilchen in derselben gefrieren, was nicht der Fall sein wird, aber hier angenommen werden kann. Erheblich über 200 m wird die Dicke dieser Schicht nicht sein.

IV. Nun tritt das sog. Schneestadium ein, indem der Wasserdampf bei Temperaturen unter dem Gefrierpunkt gleich in festem Zustande niedergeschlagen werden kann. Wir lassen es in unserem Falle bei 5000 m Seehöhe rund beginnen.

Die Wärmeabnahme an der unteren Grenze dieses Stadiums ist zu 0·52° pro Hektometer anzunehmen, wird aber nach oben hin immer rascher. Fragen wir nach der Höhe, wo die Temperatur von —30° erreicht werden würde, so erhalten wir dieselbe, da in dieser Höhe die Wärmeabnahme schon zu 0·9° pro 100 m gesetzt werden darf (Dampfdruck bei —30° nur mehr 0·3 mm), aus der Rechnung ½ (0·52 + 0·90) = 0·71 und 30 : 0·71 = 42 Hektometer. Somit wird in der Seehöhe von rund 9200 m die Temperatur —30° erreicht, die Luft hat sich um 60° abgekühlt. Wenn also Luft von 30° und 50 Proz. Feuchtigkeit bis 9 km aufsteigt, erreicht sie trotz des Wasserdampfgehaltes schon die Temperatur von —30° und muss allen ihren Dampfgehalt kondensieren. Oberhalb 9 km, der Höhe der Cirruswolken, spielt demnach die Kondensation des Wasserdampfes keine merkliche Rolle mehr, die Wärmeänderungen auf- und absteigender Luftmassen erfolgen daher wieder im Verhältnis von nahezu 1° pro 100 m, wie im unteren Trockenstadium. Nur in einer mittleren Schicht von rund 7 km Mächtigkeit ist die Wärmeabnahme (unten) wesentlich und (oben) merklich verzögert.

Da die Luft bei 30° und 50 Proz. Feuchtigkeit im Kubikmeter 15·0 Gramm Wasserdampf enthält (im Kilogramm 13·2 Gramm), so beträgt der Niederschlag pro Kubikmeter nahezu 15 Gramm. Es ist aber zu beachten, dass in 9 km der Kubikmeter sich zu etwa 760 : 230 = 3·3 cbm ausgedehnt hat, die Regenmenge von 15 kg pro 1000 m Luftschicht sich auf rund 3 qm Grundfläche verteilen würde, also nur ca. 5 mm Niederschlag gäbe. Es hängt aber nur von der Raschheit des Aufsteigens der Luft und der Andauer des Zuflusses feuchter Luft ab, um damit die grössten Niederschläge erklären zu können.

Die Mächtigkeit der Wolkenmassen würde im vorliegenden Falle leicht 6—7 km erreichen können, doch würden die höchsten Schichten nur aus leichten Eiswolken bestehen.

Aus den Temperaturen in den verschiedenen Höhen ergeben sich auch die bis zur Erreichung derselben kondensierten Wassermengen und Niederschlagshöhen, wenn man auf die Ausdehnung der Luft bei dem verminderten Druck (der aber nur genähert bekannt zu sein braucht und Tafeln entnommen werden kann) gehörig Rück-

sicht nimmt. Man wird ja praktisch mit Volumen rechnen, mit Kubikmetern, weil man nur dadurch die Niederschlagshöhen bequem beurteilen kann.

In 4800 m würde in unserem Falle 0° erreicht, der Luftdruck ist hier ca. 420 mm, die Volumzunahme also 760 : 420 = 1·81. Der aufgestiegene Kubikmeter Luft kann hier bei 0° noch 4·87 × 1·81 = 8·81 Gramm Wasserdampf enthalten. Er hatte ursprünglich bei 30° und 50 Proz. Sättigung 15·04 Gramm, daher sind bis zu dieser Höhe unterwegs 6·2 Gramm aus jedem Kubikmeter Luft ausgeschieden worden.

Es fallen somit aus einer Luftsäule von 4800 — 1400 = 3.4 km Höhe 6.2 × 3.4 = 21.1 kg Wasser herab auf eine Fläche von 1.8 qm, was eine Niederschlagshöhe von 11.7 mm giebt, und zwar in der Zeit, welche die Luft zum Aufsteigen um 3—4 km Höhe bedarf. Nehmen wir die Geschwindigkeit der aufsteigenden Bewegung der Luft zu 3 m pro Sekunde an, so beträgt diese Zeit 1130 Sekunden = 19 Minuten ca., der Niederschlag pro Stunde würde also 37 mm erreichen, selbst wenn das Aufsteigen bei 4800 m ein Ende gefunden hätte.

Die Temperatur von — 20° wird etwa in der Höhe 20 : 9·7 = 29 Hektometer, also in 5000 + 2900 = 7900 m erreicht, bei einem Luftdrucke von ca. 290 mm. Volumzunahme 2·62, möglicher Wasserdampfgehalt des ursprünglichen Kubikmeters 1·04 × 2·37 = 2·72 Gramm, somit kondensiert pro Kubikmeter 12·3 Gramm.

Es mögen noch die Ergebnisse einer ähnlichen Berechnung von Guldberg und Mohn, von mir fortgesetzt, der Übersicht halber hier Platz finden:

Temperatur	20°	17°	10°	0°	0°	—10°	—20°	—30°	—40°
Dampfdruck in mm	15.0	14.4	9.1	4.6	4.6	2.0	0.9	0.3	0.1
Höhe in m	0	306	1710	3680	3860	5500	6930	8180	9310
Luftdruck in mm	760	733	621	486	475	388	321	270	232
Δt pro 100 m	0.98	0.50	0.51	0.0	0.61	0.71	0.80	0.88	

Da alle derartigen Rechnungen keinen anderen Zweck haben können, als den, sich über die Vorgänge in den aufsteigenden Luftströmungen im allgemeinen zu orientieren, so genügen zumeist genäherte Rechnungen wie die obige.

Will man sich genauer und umfassender unterrichten über die in jeder Höhe erreichte Temperatur und den Wassergehalt der Luft daselbst, sowie über den in dieser Höhe gleichzeitig herrschenden Luftdruck, so dient dazu das graphische Verfahren von H. Hertz, dessen Tafel diesem Buche in Reproduktion beigegeben ist.

Die Anleitung zur Anwendung dieser Tafel wird in dem Anhange ausführlicher gegeben werden.[1])

II. Die Messung der Niederschläge.

A. Allgemeines. Die Quantität der in fester oder flüssiger Form erfolgten Niederschläge wird angegeben durch die Höhe der Wasserschicht auf einer ebenen Fläche, welche der Niederschlag geliefert hat oder geliefert hätte. Die festen Niederschläge müssen zu diesem Zwecke geschmolzen werden. Die

[1]) H. Hertz, Graphische Methode zur Bestimmung der adiabatischen Zustandsänderungen feuchter Luft. Deutsche Met. Z. B. I. 1884. S. 421. — Man vergleiche übrigens auch Guldberg und Mohn, Zeitschrift f. Meteorologie. B. XIII. 1878. S. 113 etc. Das Beispiel S. 118 etc. zeigt, wie mühsam die direkte Berechnung. Einige Ergebnisse sind oben in dem Text aufgenommen. — Auf graphischem Wege nach den von Clapeyron in die mechanische Wärmetheorie eingeführten Diagrammen hat, ganz ohne alle Beschränkungen, W. v. Bezold die vorliegende Aufgabe in allgemeiner Form gelöst: Zur Thermodynamik der Atmosphäre. I. Kgl. Preussische Akademie. Sitzungsberichte 1888. XXI. — Während des Satzes dieses Buches sind noch erschienen: die Untersuchungen von Prof. Bigelow (Report Weather Bureau 1898/99. Part II) und O. Neuhoff, Adiabatische Zustandsänderungen feuchter Luft. Abhandlungen des kgl. Preussischen Meteorologischen Instituts. B. I. Nr. 6. Berlin 1900. Im Anhange soll nach Thunlichkeit auf diese Publikationen noch Rücksicht genommen werden.

Niederschlage werden demnach als **Niederschlagshohe** gemessen. Man hat fruher nicht selten die gefallene Regen- oder Schneemenge gewogen, dann muss aber die Flache angegeben werden, auf welche die gewogene Niederschlagsmenge gefallen ist, desgleichen wenn dieselbe dem Volum nach angegeben wird.

Zur Messung der Niederschlagshohe kann jedes Gefass mit ebenem Boden und vertikalen Seitenwanden dienen, das horizontal aufgestellt ist. Man hat dann nur nach einem Regen die angesammelte Wasserhohe (Tiefe) mit einem Massstab zu messen und erhalt die Niederschlagshohe. Diese Methode der Messung ware aber bei den meisten Niederschlagen, die namentlich in hoheren Breiten zumeist pro Tag nur wenige oder selbst nur Bruchteile vom Millimeter erreichen, sehr ungenau und unbequem. Um auch kleinere Regenmengen genau messen zu konnen, giesst man den Inhalt des Regenauffanggefasses in eine graduierte Massrohre von viel kleinerem Querschnitt, so dass die Regenhohe als vielfaches (10 faches) gemessen werden kann. Die festen Niederschlage, Schnee, Graupel, Hagel werden in dem gleichen Auffanggefass gesammelt, in demselben (bedeckt, zur Vermeidung von Verdunstungsverlusten) an einem warmen Orte geschmolzen und dann in der Massrohre gemessen. Oder man giesst eine gemessene Menge warmen Wassers zu, die nach der Messung der so erhaltenen Wassermenge wieder abgezogen wird.

Die Regenmesser (Ombrometer, Udometer, Hyetometer, Pluviometer) bestehen derart aus einem passenden Auffanggefass und einer Massrohre. Bei Benutzung der letzteren ist es naturlich absolut notig, das Verhaltnis des Querschnittes derselben zum Querschnitt des Regenauffanggefasses, oder zur Auffangflache genau zu kennen. Über die zweckmassigsten Formen der Regenmesser geben die „Anleitungen zu den meteorologischen Beobachtungen" weitere Auskunfte. Es ist ziemlich gleichgiltig, ob das Regenauffanggefass einen kreisrunden oder quadratischen Querschnitt hat[1]), es darf jedoch der Durchmesser nicht unter 8—10 cm betragen[2]). Um die Erwarmung in der Sonne zu vermindern, soll das Auffanggefass weiss angestrichen sein. Zur Schneemessung mussen Auffanggefasse von grosserem Querschnitt verwendet werden, dieselben mussen auch eine grossere Hohe haben, um die grosste Tagesmenge aufnehmen zu konnen und um das Hinausblasen des gesammelten Schnees durch den Wind zu vermeiden.

Die Aufstellung des Regen- und Schneemessers soll derart erfolgen, dass auch der vom Winde getriebene Regen oder Schnee frei in das Auffanggefass gelangen kann, der Regenmesser muss demnach genugend weit von Baumen und Hausern etc. entfernt auf einer horizontalen Flache aufgestellt sein, wo es sein kann, nur in geringer Hohe uber dem naturlichen Boden[3]), andernfalls, bei hoher Aufstellung, mussen besondere Vorkehrungen getroffen werden, um die richtige Niederschlagshohe zu erhalten (siehe spater). **Ebenso ist darauf zu achten,**

---

[1]) Runde Regenmesser zeigen unter einander eine bessere Übereinstimmung als quadratische. Runde Regenmesser von 10—61 cm Durchmesser variieren nur um ±1 Proz. in ihren Ergebnissen, doch zieht Wild grössere Querschnitte schon deshalb vor, weil die Verluste bei den Messungen geringer sind. Rep. IX. Nr. 9 S. 4—5. Wild, Einfluss der Qualität und Aufstellung auf die Angaben der Regenmesser.

[2]) Siehe Symons. Bericht an den internationalen Meteorologen-Kongress 1873 und Met. Z. 1874. S. 25. Wild, Rep. für Met. B. IX. Nr. 9, und Hellmann, Abhandlungen des Kgl. Preussischen Meteorologischen Instituts. B. I. Nr. 3. 1890. Met. Z. 1892. Litteraturbericht S. 27. — Die Hauptquelle zur Information uber alle auf Regenmessung bezuglichen Fragen ist Symons' British Rainfall (London, E. Stanford), sowie auch Symons Monthly Met. Magazin.

[3]) Die untere Grenze ist dadurch gegeben, dass der Regenmesser nicht eingeschneit und kein Schnee vom Boden hineingetrieben werden darf, oder dass bei starkem Regen kein Spritzwasser vom Boden hineingelangt.

dass der Ort, wo der Regenmesser aufgestellt wird, gegen den Wind geschützt ist.[1])

B. Einfluss der Höhe des Regenmessers über dem Erdboden auf die zur Messung gelangende Regenmenge. Es ist das wichtigste und merkwürdigste Kapitel in der Geschichte der Regenmessung, das sich mit diesem Gegenstande beschäftigt.

Scheinbare Abnahme des Regens mit der Höhe. Wm. Heberdon M. D. in London hat zuerst den Einfluss der Höhe des Regenmessers über dem Erdboden auf die gemessene Regenmenge aufgefunden, indem er 1766/67 in seinem Garten, auf dem Hausdach und auf der Westminster-Abtei Regenmesser aufstellte, die als Jahressummen ergaben: Garten 574, Dach 461, roof of Westminster Abbey 307 mm, demnach eine sehr grosse Abnahme des Regenfalles mit der Höhe.[2]) Er wies auch schon darauf hin, dass die Vergleichbarkeit der Regenmessungen an verschiedenen Orten dadurch beeinflusst werden kann. Dann kamen ähnliche Beobachtungen von Bugge in Kopenhagen (1783—1788), von Dalton in Manchester und endlich die berühmten Regenmessungen zu Paris (1817 beginnend) im Hofe der Sternwarte und auf der 28·8 m höheren Terrasse derselben. Die Messungen von Phillips und Gray zu York in sehr verschiedenen Höhen (1832—1835) haben namentlich für die englischen Meteorologen eine gleiche Bedeutung erlangt. Seither hat man an zahlreichen Orten in verschiedenen Höhen die Versuche wiederholt und überall eine Bestätigung für die Abnahme des Regenfalles mit der Höhe gefunden.[3])

Die Regenmessungen zu Paris ergaben im vieljährigen Mittel im Hofe: als Jahressummen 576.8 mm, auf der Terrasse 507.4, d. i. nur 88 Proz. oder einen Verlust von 12 Proz. Die einzelnen Monate liefern aber sehr verschiedene Verhältniszahlen, Januar und Februar bloss 0.83, also einen Verlust von 17 Proz., dagegen Juni und Juli 93 Proz., somit nur einen Verlust von 7 Proz.

Die noch bemerkenswerteren Regenmessungen zu York ergaben im dreijährigen Mittel, wenn die Regenmenge, die am Boden gemessen wurde, als Einheit genommen wird:

Regenmengen in verschiedenen Höhen in York 1832—1835.

Ort	Grund freier Platz im Garten	Dach des Museums	Münsterturm
Relative Höhe in m	0	13.3	64.9
Dezember bis Februar	1.00	0.70	0.50
Juni bis August	1.00	0.86	0.66
Jahr	1.00	0.79	0.59

Die (scheinbare) Abnahme des Regenfalles mit der Höhe ist demnach im Winter eine viel grössere als im Sommer. In 65 m über dem Boden wurde im Winter in York nur die Hälfte der Regenmenge am Boden gefunden.

Von den neueren vergleichenden Regenmessungen in verschiedenen Höhen führen wir nur jene von Wild in Petersburg 1873—1882 an.[4])

Petersburg. Relative Niederschlagsmengen in verschiedenen Höhen (10jährige Mittel).

Höhe in m	0	1	2	3	4	5	25
Januar, Februar	1.00	.58	.52	.46	.43	.40	.15
Juli, August	1.00	.96	.95	.94	.94	.93	.85
Jahr	1.00	.84	.81	.79	.77	.76	.59

---

[1]) Eine ganz freie Aufstellung des Regenmessers auf einer ebenen Wiese oder Ackerland ist nicht anzuraten, da wegen mangelndem Windschutz derselbe zu wenig Niederschläge sammelt. Eine gegen den Wind geschützte Aufstellung auf einem Dache (in einer Stadt) kann oft noch besser sein, als eine ganz freie auf ebenem Boden. Siehe Hellmann, Über Aufstellung des Regenmessers. Jahresbericht des Berliner Zweigvereins der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft für 1891. S. 10, und Met. Z. 1892. S. 173.

[2]) Phil. Trans. LIX. 1769. pag. 359, und Symons' British Rainfall. 1896. pag. 39.

[3]) Siehe E. Schmid, Lehrbuch. S. 693, und die neueren Messungen namentlich in Symons' British Rainfall.

[4]) Rep. f. Met. IX. Nr. 9. 1885.

Da in die beiden tieferen Regenmesser (0, Grubenregenmesser und 1 m) gelegentlich Schnee vom Boden hineingewirbelt wurde, so hat Wild die Verhältniszahlen auch auf den Regenmesser in 2 m Höhe bezogen. Dann findet man für die Monate mit ausschliesslichem Regenfall und Schneefall folgende Verhältniszahlen

Relative Regenmengen bezogen auf 2 m

Höhe in m	1	2	3	4	5	25
Schneemonate (Dezember bis März)	1.09	1.00	0.90	0.85	0.80	0.32
Regenmonate (Juni bis September)	1.01	1.00	0.99	0.98	0.97	0.87

Bei Schneefall ist demnach die Abnahme des Niederschlags mit der Höhe viel grösser als bei Regenfall [1])

Die Erklärung der im vorigen beschriebenen Thatsache hat die Meteorologen und Physiker sehr beschäftigt, ohne dass man lange Zeit hindurch zu einem befriedigenden Resultat gelangen konnte. Bis über die Mitte des 19. Jahrhunderts war folgende Ansicht darüber die herrschende: „Nicht die Wolke allein regnet, sondern auch die Luftschicht zwischen Wolke und Erde" (Dove). Die Regentropfen wachsen noch wesentlich im Fallen infolge der Kondensation des Wasserdampfes auf ihnen, da sie stets kälter sind als die Luftschichten, welche sie beim Fallen passieren [2])

Diese Erklärung fand allerdings vereinzelte Gegner, da die Zunahme auf nahe die doppelte Menge durch Kondensation in einer Luftschicht von bloss 65 m (York) doch manchem zu unwahrscheinlich scheinen musste. Dann ergab auch die Rechnung, dass die Kondensation einer solchen Dampfmenge den Tropfen durch die freiwerdende latente Wärme sehr stark erwärmen, ja fast wieder verdampfen müsste [3])

Noch 1879 musste Renou im Schosse der französischen Meteorologischen Gesellschaft gegen diese Ansicht auftreten (Annuaire B 27 1879 pag 109—112) „Gesetzt, es würde sich der Tropfen auf dem kurzen Wege von 28 m (Pariser Beobachtungen) um 1° erwärmen, so könnte er doch nur 1/600 seines Gewichtes an Dampf kondensieren. Dann müsste auch im Sommer die Abnahme mit der Höhe grösser sein als im Winter." Renou spricht sich nebenbei sehr ungünstig aus über die älteren Regenmessungen an der Pariser Sternwarte. (Schon 1863 hatte Renou die Wirkung des Windes ziemlich richtig erkannt. Annuaire de la Soc Mét pag 69—78.)

E. Schmid hält aber in seinem 1860 erschienenen Lehrbuch (S 684 u 695) die Erklärung theoretisch für richtig und durch die Beobachtungen erwiesen, und J. Herschel, der sie nicht annehmbar findet, meint, es gäbe kein interessanteres Problem für den Meteorologen, als dies, d. i. die wahre Ursache der Zunahme des Regenfalles in so geringen Höhen über dem Boden aufzudecken (Meteorology 1860 pag 105.)

Es war Jevons vorbehalten, der richtigen Erklärung, die schon früher mehrfach ausgesprochen worden, aber unbeachtet geblieben war, zum Durchbruch zu verhelfen, ihr zuerst in England und dann auch auf dem Kontinente allgemeine Anerkennung zu verschaffen. Jevons behauptete, dass die Abnahme des Regenfalles mit der Höhe nur eine scheinbare sei, und dass dieselbe durch den Wind verursacht werde [4])

---

[1]) Man sehe auch den Bericht des für Regenmessung eingesetzten Komitees im Report of the British Assoc for 1870 pag 200 etc., ebenso Symons' British Rainfall 1867 pag 29, 1876 pag 35. Je kleiner die Auffangfläche des Regenmessers, desto bedeutender ist die Abnahme der gemessenen Regenmenge mit der Höhe. Dies ergiebt sich aus folgender Zusammenstellung von Messungen in verschiedener Höhe mit Regenmessern von verschiedenem Durchmesser in England

Höhe in m		0	1	2	3	4	5	6
Regenmesser	8"	1.00	93	91	89	89	88	88
„	5"	1.00	90	87	86	85	84	83
„	3"	1.00	85	82	80	—	—	—

Näheres bei Wild, Rep. B IX Nr 9

[2]) Benjamin Franklin soll diese Ansicht zuerst in einem Briefe an Dr Percivall in London 1771 ausgesprochen haben

[3]) Baxendell, Lit and Phil Soc Manchester 1860. Herschel, Meteorology pag 104

[4]) Jevons, On the Deficiency of Rain in an elevated Rain gauge as caused by Wind. Phil Mag (4) XXII 1861 pag 421. Luke Howard hatte schon 1811 diese Wirkung des Windes erkannt und ganz klar ihren

Jeder Widerstand, den ein Luftstrom erleidet, zwingt die Luft mit vermehrter Geschwindigkeit an den Seiten und über die Oberfläche des Hindernisses hinwegzustreichen. Daraus ergiebt sich auch unmittelbar über dem Auffanggefäss des Regenmessers eine beschleunigte Luftbewegung, welche erst hinter demselben wieder zur normalen Geschwindigkeit der Umgebung zurückkehrt.[1]) Die Regentropfen (und noch mehr die leichten Schneeflocken) werden durch diese beschleunigte Luftbewegung und Wirbelbildung über der Oberfläche des Regenmessers zum Teil über diesen hinweg und an demselben vorbeigetragen, und fallen erst hinter demselben wieder zu Boden. Derart gelangt nur ein grösserer oder kleinerer Teil der wirklichen Regenmenge in das Auffanggefäss, umsoweniger, je heftiger der Wind. Daraus ergiebt sich die Notwendigkeit, den Regenmesser auch im Freien, am Boden, an einem windgeschützten Orte aufzustellen (an dem aber der Regen nicht durch nahe Bäume oder Gebäude abgehalten wird).

Da mit der Höhe die Windgeschwindigkeit zunimmt, so wird die Niederschlagsmenge um so kleiner, je höher der Regenmesser aufgestellt ist. Auf einem Dache, auf der Plattform eines Turmes wird durch die Gebäude selbst der Wind nach oben abgelenkt und der Regen fällt grösstenteils erst jenseits des Hindernisses nieder.

Die Beobachtungen haben diese einleuchtenden Schlussfolgerungen vollkommen bestätigt. Dines in England stellte auf der Plattform eines Turmes an dessen 4 Ecken Regenmesser auf und Rogers Field wies aus den derart erhaltenen Messungen nach: 1. dass das Verhältnis der Regenmenge auf dem Turme und am Boden von der Windrichtung abhängt; 2. dass bei Windstille oben und unten gleich viel Niederschlag fällt; 3. dass bei Wind die Niederschlagsmenge auf dem Turme an der Seite, wo der Wind den Turm trifft (an der Luvseite), kleiner ist als am Boden, während er auf der entgegengesetzten Seite gleich oder selbst grösser als am Boden ist; 4. in der Mitte einer sehr grossen Plattform kann ebenso viel Regen fallen als am Boden.[2])

Einfluss auf die Regenmessung ausgesprochen. Gilbert, Annalen. B. 41. Beobachtungen über den Regen. — Kämtz (Lehrbuch der Meteorologie. I. S. 418) sagt: Viele Physiker glauben, dass bloss die mechanische Wirkung des Windes die Ursache der grösseren Regenmenge in der Tiefe sei; die Luftströmungen sollen am Boden geringer sein, als in einiger Höhe, der Regen daher in dem am Boden befindlichen Regenmesser vertikal, in den oberen schief, also in geringerer Menge fallen. — Aber — dann folgen S. 419 die scheinbaren Gründe für die „Kondensations"-Theorie. Dass ein so umsichtiger und klarer Kopf wie Kämtz sich derselben anschliessen konnte, zeigt, wie leicht man an einer wahren und naheliegenden Erklärung, die schon angeregt worden ist, vorübergehen kann.

[1]) Thomas Stevenson hat schon 1842 die Luftwirbel, welche sich um das Auffangegefäss des Regenmessers bilden, als eine erhebliche Quelle der Ungenauigkeit der Regenmessungen angesehen. Edinburgh Phil. Journal. Vol XXXIII. pag. 17.

[2]) British Rainfall 1877, und Symons' Monthly Met. Mag. 1878; s. auch Met. Z. B. XIV. 1879. S. 448. Besonders interessant ist das Verhalten von drei Regenmessern, die Hellmann auf dem Dache der ehemaligen Bauakademie in Berlin aufgestellt hat. Das Dach läuft nach innen schräg zu und enthält dort eine Plattform 3.3 m unter dem Dachrand. Ein auf der Plattform 19 m über dem Boden aufgestellter Regenmesser lieferte ziemlich genau die normale Regenmenge, während jener am Dachrande bei stärkerem Winde um 25 Proz. weniger gab. Der auf dem Plattdache der Landwirtschaftlichen Hochschule 25.5 m über dem Boden aufgestellte Nipher'sche Regenmesser (s. später) lieferte in 14 Monaten 10 Proz. weniger als jener in der Dachmitte der Bauakademie. Met. Z. 1892. S. 175. — An der Seewarte in Hamburg wurden ähnliche Beobachtungen angestellt. Ein Regenmesser war normal auf dem Boden aufgestellt, ein zweiter frei in 22.4 m Höhe auf der Plattform des Turmes der Seewarte, ein dritter in der Mitte derselben, umgeben von der 1 m hohen Brüstung des Randes der Plattform, ein vierter an der Ecke derselben frei. Bezeichnet man die Angaben des normal am Boden aufgestellten Regenmessers mit 100, so geben die obigen drei folgende relative Regenmengen:

Regenmesser	22.4 m frei	22.5 m Mitte der Plattform	24 m an der Ecke derselben
Winterhalbjahr	53	74	50 Proz.
Sommerhalbjahr	63	82	62 ,,

Dass der Wind die Ursache der scheinbaren Abnahme der Niederschlagsmenge mit der Hohe ist, zeigen sehr deutlich die schon citierten Niederschlagsmessungen in Petersburg, wenn sie nach den Windstarken gesondert werden

Relative Regenmengen in verschieden Hohen

Hohe in m	0	1	2	25
Windstarke	Winterhalbjahr (Nov b Marz)			
2—5 m	1 00	89	86	26
6—9 m	1 00	86	82	16
	Sommerhalbjahr			
2—5 m	1 00	95	92	81
6—9 m	1 00	94	84	56

Mit zunehmender Windstarke nimmt die Niederschlagsmenge in der Hohe ab, im Winter, wo der Niederschlag aus leichten Schneeflocken besteht, ist der Einfluss naturlich am grossten [1])

Derart kann nun kein Zweifel mehr bestehen, dass die kleinere Niederschlagsmenge, die man in hoch aufgestellten Regenmessern findet, nur auf den Einfluss des Windes auf den Regenmesser zuruckzufuhren ist, und in Wirklichkeit die Regenmenge die gleiche ist oben und unten, eine Vergrosserung der Regentropfen noch in der Nahe des Erdbodens also nicht stattfindet

Ein Gesetz der Abnahme des Regenfalles mit der Hohe des Regenmessers uber dem Boden existiert nicht. Das war im vorhinein zu erwarten, weil die Zunahme der Windstarke mit der Hohe ganz von den lokalen Verhaltnissen abhangt und keiner Regel folgt Eine Reduktion der in verschiedenen Hohen uber dem Boden gemessenen Regenmengen auf die Erdoberflache ist deshalb im allgemeinen nicht moglich Man kann nur mittelst langere Zeit hindurch fortgesetzte, gleichzeitige Regenmessungen am Boden und in der Hohe die Reduktionsfaktoren erhalten, um die an letzterem Orte etwa angestellte langere Reihe von Regenmessungen auf den naturlichen Boden zu reduzieren, und so deren Ergebnisse allgemein vergleichbar zu machen [2])

Wild hat aus allen ihm zuganglichen Regenmessungen in verschiedenen Hohen die folgenden allgemeinen Resultate abgeleitet, ohne damit Reduktionsfaktoren gewinnen zu wollen [3])

Hohe des Regenmessers	0	13	26	59 m
Regenmenge	1 00	75	64	58
Mittlere Abweichung	—	± 04	± 07	± 06

C. Geschutzte Regenmesser. Um die an verschiedenen Orten bei verschiedener mittlerer Windstarke an dem Aufstellungsplatze des Regenmessers gemessenen Regenmengen genauer vergleichbar zu machen, d h die richtigen Regenmengen fur die betreffenden Orte zu erhalten, sollten alle Regenmesser, namentlich aber jene an windigen Orten, mit einer Schutzvorrichtung versehen sein

Als solche Vorrichtungen haben sich bewahrt Wilds Schutzzaun, ein solider Bretterzaun von 2 5 m Hohe in nahe gleichem Abstand vom Regenmesser und Niphers Schutztrichter, ein konischer Aufsatz, der am oberen Rande des Auffanggefasses selbst angebracht ist [4])

Mit zunehmender Windstarke nehmen diese Prozentzahlen ab v Bebber, Vergleichende Regenmessungen. Archiv der Deutschen Seewarte XVIII Jahrgang 1895 Nr 3

[1]) Wild in Rep f Met B IX Nr 9

[2]) Wie dies z B Galle zu Breslau gethan hat Met Z XVII 1882 S 41

[3]) Wild, Rep IX Nr 9 S 13. Cleveland Abbe (The Determination of the amount of Rainfall American Met Journal Vol VI pag 241 Oct 1889, und Report British Association 1889 pag 508) stellte folgende Regel auf Der mittlere Fehlbetrag eines in der Hohe h in Meter uber dem Boden aufgestellten Regenmessers in Prozenten der Regenmenge beträgt durchschnittlich $6\sqrt{h}$ Fur die Hohen von 13, 26 und 59 m erhält man nach dieser Formel 22, 31 und 46 Proz Fehlbetrag, oder gemessene Regenhohe 78, 69 und 54 Proz, was mit den beobachteten Mittelzahlen ziemlich gut ubereinstimmt, so dass man zu Schätzungen die Abbesche Gleichung wohl anwenden darf

[4]) Nipher, Über die Bestimmung der wahren Regenmenge mittelst hoch aufgestellter Regenmesser Met Z XIV 1879 S 250, abgebildet S 253 — Buchan schlägt vor, den Regenmesser in eine Grube von

Die mit diesen Schutzvorrichtungen gegen den Wind erzielten Ergebnisse der Regenmessungen lieferten neue interessante Beweise für die Wirkung des Windes auf dieselben.

R. Börnstein hatte seinen Regenmesser auf dem Dache der Landwirtschaftlichen Hochschule zu Berlin 26 m über dem Boden aufgestellt und versah denselben mit einem Nipherschen Schutztrichter, der den Rand des Auffanggefässes um 25 cm überragte und sich oben auf 75 cm Durchmesser erweiterte. Der konische Aufsatz lenkt die Luftströmung unterhalb des Niveaus der Auffangfläche nach unten ab, so dass sie in diesem Niveau selbst nicht gestört wird. Die Vergleiche der mit derart geschützten Regenmessern gemessenen Regenmengen mit jenen, die ein ungeschützter lieferte, ergaben, dass letzterer von Dezember bis März nur 0.85, von April bis Juli 0.94 lieferte, der Schutztrichter also um 16, resp. 6 Proz. mehr. Sondert man die Messungen nach der Art des Niederschlags, so erhält man als Überschuss der mit dem Schutztrichter gemessenen Niederschlagsmenge über jene des ungeschützten Regenmessers:

Niederschlagsform	Schnee	Feiner Regen	Regen mit Schnee	Regen mit Hagel	Regen	Gussregen
Zahl der Fälle	10	32	9	4	52	15
Nipher liefert mehr	46	34	18	11	10	4 %

Also wie zu erwarten macht sich die vorteilhafte Wirkung des Schutztrichters am meisten bei Schnee und feinem Regen bemerkbar, ohne denselben würden vom Schneeniederschlag 46 Proz. verloren gegangen sein. (Deutsche Met. Z. 1884. B. I. S. 381.)

Die eingehendste Untersuchung über die Angaben freier und geschützter Regenmesser hat E. Berg angestellt (Kritische Untersuchung der Angaben etc. Bull. de l'Acad. Imp. des Sciences S. Petersburg 1895. Sep. T. III. Nr. 2). Er benutzte dazu 10jährige Messungen zu Petersburg und 7jährige zu Pawlowsk und Katherinenburg. Der Wildsche Schutzzaun lieferte bei stärkerer Luftbewegung noch etwas günstigere Resultate als der Nipherscho Schutztrichter, die Unterschiede sind aber gering. Die Leistungsfähigkeit des Nipherschen Regenmessers gewinnt an Bedeutung, je freier die Lage der Station und je grösser die Anzahl der Schneetage ist. Zu Petersburg waren die Regenmesser freier aufgestellt und die mittlere Windstärke ist grösser als zu Pawlowsk und Katherinenburg, wo die Regenmesser gegen den Wind geschützt waren.

Der Nipherscho Regenmesser und der Wildsche Regenmesser mit Schutzzaun liefern ein Plus an Niederschlagsmenge gegen den freien Regenmesser in Prozenten der Niederschlagsmenge:

	Petersburg		Pawlowsk	Katherinenburg
	Nipher	Wild	Nipher	Nipher
Dezember bis März	39	46	14	11
Juni bis Oktober	2	3	2	0.6
Jahr	8	10	5	2.8

Ein ungeschützt in gewöhnlicher Weise gut (am Boden) aufgestellter Regenmesser liefert demnach in kälteren Klimaten mit Schneefall eine um 3 bis 8 Proz. zu geringe Niederschlagsmenge; in warmen Klimaten ist der Fehler nur auf 1 bis 2 Proz. zu veranschlagen. Der Entgang der Winterniederschläge kann 40 Proz. erreichen.

Besonders lehrreich ist noch folgende Zusammenstellung:

Niederschlags-Überschuss im Nipherschen Regenmesser.

Windstärke	Trockener Schnee	Feuchter Schnee	Schwacher Regen	Starker Regen
0.3 m	13	8	8	1 Proz.
7 m und darüber	60	20	10	1 „

Bei starkem Wind gehen demnach in dem wie gewöhnlich ungeschützt aufgestellten Regenmesser 40 Proz. der Schneeniederschläge verloren. Aus allem vorausgehenden ergiebt sich, dass in kälteren Klimaten mit Schneefällen und zumeist schwachen Niederschlägen die Niederschlagsmesser gegen den Wind geschützt aufgestellt oder sonst mit Schutzvorrichtungen gegen den Wind versehen werden sollen (Wilds Schutzzaun oder Niphers Schutztrichter).

Die Ergebnisse zahlreicher älterer Reihen von Regenmessungen sind unbrauchbar, weil die Regenmesser zu hoch und ungeschützt aufgestellt waren. Namentlich die Winterniederschläge fallen da zu klein aus. Beispiele sind der Peissenberg mit 58 cm, statt 107 (im Winter wurden nur 5 cm! gemessen, jedenfalls mehr als 50 Proz. zu wenig), Breslau 42 cm, statt 56 etc.

Die auf Bergen, sowie die an flachen stürmischen Meeresküsten und Inseln etc. gemessenen Regenmengen fallen infolge der Windwirkung meist zu klein aus.

D. Genauigkeit der Regenmessungen. Aus dem vorausgegangenen ergiebt sich, dass die Genauigkeit der Regenmessungen keine vollkommen befriedigende sein

---

1 Yard (91.4 cm) Durchmesser im Rasengrund zu stellen, darüber ein Drahtnetz mit Maschen von 1 Zoll im Niveau des Rasens. Dann entstehen keine störenden Wirbel. Wie sehr ein weitmaschiges Drahtnetz die Luftbewegung hemmt, dafür werden interessante Beispiele beigebracht. Journ. Scottish Met. Soc. Vol IV. S. 146.

kann, weil es unmoglich ist, uberall die Regenmesser gleich aufzustellen, d h unter gleichem Windschutz [1])

Wenn man uberdies berucksichtigt, dass benachbarte Regenmesser erheblich verschiedene Regenmengen liefern, weil der Regenfall in der That auf geringe Entfernungen hin nicht unbetrachtliche Unterschiede zeigt, die sich auch in den Jahressummen nicht ausgleichen, so darf man wohl den Satz aufstellen, dass es vollig genugen wurde, die Jahresmengen des Regenfalles in cm anzugeben Die mm wird man als Rechnungsgrossen beibehalten, um eventuell eine Haufung der Fehler zu vermeiden, welche die cm ungenau machen konnte Bruchteile des mm sind schon bei den Monatssummen zu vernachlassigen, und nur bei den Tagesmengen beizubehalten Man muss A Riggenbach vollig Recht geben, wenn er sagt, dass Jahressummen, die auf 0 5 cm ubereinstimmen, als gleich zu betrachten sind

Hellmann zieht aus den auf einem Versuchsfelde bei Berlin mittelst verschiedener Regenmesser angestellten Messungen unter anderen folgende Schlusse Selbst im Flachlande kommen an Orten, die weniger als 1/2 Kilometer von einander entfernt sind, in einzelnen Monaten Unterschiede des Regenfalls bis zu 5 Proz vor Diese Unterschiede steigern sich an einzelnen Tagen mit boigem Wetter und Gewitterregen so, dass sie 100 und mehr Prozent erreichen konnen Es ist an solchen Tagen unmoglich, Linien gleichen Regenfalls (Isohyeten) von 10 zu 10 mm zu ziehen In den einzelnen Jahren, sowie im Durchschnitt vieler Jahre stimmen die Niederschlagsmengen am besten im Fruhjahr und Herbst uberein, wahrend Sommer und Winter grossere Verschiedenheiten aufweisen In nassen Jahren ist die Ubereinstimmung besser als in trockenen Zwischen Berlin und Umgebung kommen Unterschiede der mittleren Jahressumme von 5 Proz (ca 30 mm) vor [2])

III. Berechnung der Niederschlagsmessungen und -Notierungen. Darstellung der Niederschlagsverhältnisse eines Ortes.

Man reduziert die Ergebnisse der Niederschlagsmessungen allgemein in der Art, dass man die Monats- und Jahres-Summen der Niederschlagshohe und die Zahl der Tage mit Niederschlagen berechnet Dazu giebt man gewohnlich fur jeden Monat die grosste Tagesmenge des Niederschlages an, welche namentlich fur praktische Zwecke von Interesse ist Wunschenswert ist noch die spezielle Angabe der als Schnee gefallenen Niederschlagsmenge, sowie jene der Zahl der Tage mit Schneefall und mit eigentlichem Hagel (ohne Graupel)

Wo Registrierungen der Niederschlagsmengen vorgenommen werden, summiert man die Monatsmengen fur Stundenintervalle und giebt auch die Haufigkeit der Niederschlage fur jedes Stundenintervall an Diese Zahlen gestatten dann in Form mehrjahriger Mittel den taglichen Gang der Niederschlagsmengen und der Niederschlagshaufigkeit zu beurteilen

Die Registrierungen gestatten auch die grossten Stunden- und Minutenmengen des Niederschlages abzuleiten Da die Niederschlage selten mit Beginn eines Stundenintervalles anfangen, sollte man diese Werte den Autographenzeichnungen selbst entnehmen und nicht den fur die Stundenintervalle reduzierten Niederschlagsmengen [3])

---

[1]) Durch die gleiche Hohe der Regenmesser uber dem Erdboden erreicht man dies durchaus noch nicht, wie man vielfach meint

[2]) Hellmann, Bericht uber vergleichende Beobachtungen an verschiedenen Regenmessern zu Gross-Lichterfelde bei Berlin Abhandlungen des Kgl Preussischen Meteorologischen Instituts B I Nr 3 1890 — S auch Met Z B XXVII 1892 S 173 Resultate des Regenmessversuchsfeldes bei Berlin 1885—1891, und B XXVI Litteraturbericht S 27 — Riggenbach, Genauigkeit bei Regenmessungen Verhandlungen der Naturforsch Gesellschaft zu Basel VIII Heft 3 1888 Die Genauigkeit der taglichen Ablesungen schätzt Riggenbach nur auf 0 5 mm, der Benetzungsverlust allein kann 0 2 mm betragen — C Lang, Messung der Niederschlagshohen Deutsche Met Z 1881 B I S 431

[3]) Man beachte Hellmann Auswertung der Aufzeichnungen registrierender Regenmesser Met Z. B XXXV 1900 S 136

Die Division der Niederschlagsmenge durch die Niederschlagshäufigkeit giebt die Intensität der Niederschläge, oder die „Regendichte“. Gewöhnlich kann dieselbe nur derart berechnet werden, dass man die Monatssumme des Niederschlages durch die Anzahl der Niederschlagstage dividiert. Genauer erhält man dieselbe aus den Registrierungen, welche gestatten, die mittlere Intensität für Stundenintervalle zu berechnen.

Die Division der Zahlen für die Niederschlagshäufigkeit (in Tagen oder Stunden) durch die ganze Dauer des Zeitraumes (ausgedrückt in gleichen Einheiten), auf welche sich selbe beziehen, liefert die Niederschlagswahrscheinlichkeit des Monates, des Tages, oder auch einer bestimmten Tagesstunde. Von Interesse ist ferner auch die durchschnittliche Dauer der Niederschläge in Stunden, da dieselbe in verschiedenen Klimaten, sowie auch in den verschiedenen Jahreszeiten sehr verschieden ist.

1. Weitere Ausführungen und Beispiele. Köppen hat gezeigt, dass man auch dort, wo Registrierungen fehlen, die mittlere Dauer des Regens an einem Regentage berechnen kann und dadurch auch zur Kenntnis der mittleren Regendichte oder Intensität pro Stunde gelangt. Die Regendichte pro Tag kann an zwei Orten gleich, aber dennoch der Charakter der Niederschläge sehr verschieden sein; an dem einen Orte fällt der Regen in langedauernden aber schwachen Schauern, an einem anderen in kurzen heftigen Schlagregen, die aber auch nicht mehr liefern. So verhält es sich in der That an den Küsten der Nord- und Ostsee, gegenüber den Sommerregen im südrussischen Steppengebiete. Deshalb ist die Angabe der Regendichte pro Stunde von Wichtigkeit, die man aber nur für sehr wenige Orte aus Registrierungen erhalten kann.

Ist n die Gesamtzahl der Beobachtungen und r die Zahl der Notierungen mit Niederschlag zur Zeit derselben, so ist der Quotient[1]) $r:n$ die „absolute Regenwahrscheinlichkeit“ (zum Unterschied von der Wahrscheinlichkeit, dass es während eines ganzen Tages einmal regnet). Bedeutet ferner N die Gesamtzahl der Stunden des Zeitabschnittes (Monates), auf welchen $r:n$ sich bezieht, so stellt $(r:n)N$ die wahrscheinliche Gesamtdauer des Niederschlages in diesem Zeitabschnitt dar, und wenn z die Zahl der Niederschlagstage in demselben bezeichnet, so stellt das Produkt $(r:n)\,(N:z)$ die durchschnittliche Dauer des Niederschlages (in Stunden) an einem Niederschlagstage vor. Dividiert man schliesslich die mittlere Regendichte pro Tag (Regenhöhe $h:z$) durch diese Dauer des Niederschlages in Stunden, so erhält man die mittlere Niederschlagshöhe während einer Stunde Niederschlag, (d. i. in unseren Symbolen $hn:rN$). Derart kann man die gewöhnlichen meteorologischen Beobachtungsjournale zu einer sehr weitgehenden Detailierung der Niederschlagsverhältnisse ausnutzen, wenn nur bei jedem Beobachtungstermin auch angegeben wird, ob gerade zur Zeit desselben ein Niederschlag stattgefunden hat.[2])

---

[1]) Bei drei täglichen Beobachtungen (morgens, mittags und abends) hat auch die tägliche Periode der Regenhäufigkeit wenig Einfluss mehr auf das Resultat.

[2]) W. Köppen, Regenhäufigkeit und Regendauer. Met. Z. XV. 1880. S. 362. Nach dieser Methode haben H. Mohn und Hugo Meyer die Niederschlagsverhältnisse von Norwegen und Deutschland genau untersucht. H. Mohn, Studier over Nedborens Varighed og Taethed i Norge. Akad. Verh. Nr. 12. Christiania 1888; s. auch Supans Referat in Pet. Geogr. Mitteilungen. 1889. Litteraturbericht S. 161. — H. Meyer, Die Niederschlagsverhältnisse von Deutschland. Archiv der Deutschen Seewarte. XI. 1888. Nr. 9. — Regenverhältnisse von Göttingen. Met. Z. 1887. B. XXII. S. 415. — Köppen, Zur Charakteristik der Regen in NW-Europa und Nordamerika. Deutsche Met. Z. II. 1885. S. 10—24. — A. Sprung, Die Regendauer in Deutschland nach der Köppenschen Stichproben-Methode. Jahresbericht 1900 des Berliner Zweigvereins der Deutschen Meteorolog. Gesellschaft.

Eine andere für viele Zwecke wichtige und interessante Spezialisierung der Niederschlagsverhältnisse erhält man ferner, wenn man die Häufigkeit der Niederschläge von verschiedener Intensität angiebt, oder die Zahl der Niederschlagstage nach gewissen Schwellenwerten auszählt, z B die Zahl der Tage mit einer Niederschlagshöhe bis zu 1 mm, von 1—5, 6—10, 11—15, 16—20, 21—25 mm etc bestimmt

Beispiele Gewöhnliche Regenwahrscheinlichkeit [1]) Berlin, Zahl der Tage mit Niederschlagen im Dezember (Maximum) 16 1, im Mai 12 3, September 12 1 (Minimum), Jahr 165 0 Niederschlagswahrscheinlichkeit also Dezember 0 52, Mai, September 0 40, Jahr 0 45 Im Dezember ist jeder zweite Tag ein Niederschlagstag, im Mai und September kommen deren 4 auf 10 Tage, im Jahresdurchschnitt 45 auf 100 Tage In Rom hat der November die Regenwahrscheinlichkeit 0 37, der Juli aber bloss 0 07, letzterer ist mehr als fünfmal kleiner [2])

Die zwölfjährigen Registrierungen gestatten für Berlin die absolute Niederschlagswahrscheinlichkeit direkt zu berechnen Januar und Februar haben (zusammen) durchschnittlich 148 Stunden, Juli und August 122 7 Stunden Niederschlag, das Jahr deren 826 2, daraus berechnet sich die absolute Niederschlagswahrscheinlichkeit von Januar und Februar zu 0 103, Juli und August 0 082, Jahr 0 094, Das ist die durchschnittliche Regenwahrscheinlichkeit einer Stunde, unter 100 Stunden giebt es $9^1/_2$ mit Niederschlag

Man kann aber die absolute Niederschlagswahrscheinlichkeit auch nach Köppens Methode berechnen, die man die Methode der Stichproben nennen könnte Bei drei täglichen Beobachtungen ergiebt sich, dass in Berlin im Jahresmittel (Mittel 1888/96) in 131 Fällen ein Niederschlag zu einem der Beobachtungstermine eintritt, die absolute Niederschlagswahrscheinlichkeit ist demnach 131 (3 × 365) = 0 120, etwas grösser, als nach den Registrierungen Diese Erfahrung macht man allgemein, und sie erklärt sich dadurch, dass die Registrierapparate die schwachen Niederschläge nicht angeben [3])

Die Regenregistrierungen von 5 Orten in Norddeutschland 1895 und 1896 ergeben nach Hellmann die wirkliche Dauer des Regens in einer sogenannten Regenstunde zu 0 66 Stunde [4])

Köppen, Mohn, Meyer und Sprung haben für viele Orte auf diese Weise die absolute Regenwahrscheinlichkeit der einzelnen Monate und des Jahres berechnet, worauf wir verweisen müssen Wir wollen nur noch anführen, dass im Mittel von 24 Jahren in Göttingen die absoluten Regenwahrscheinlichkeiten sind Winter 0 126, Sommer 0·064, Jahr 0·088 Die absolute Regenwahrscheinlichkeit hat auch eine tägliche Periode Für Berlin findet man im Jahresmittel das Maximum von 4—6 nachmittags zu 38 3 Stunden : 365 = 0 105, das Minimum um $10—12^h$ abends zu 30 9 365 = 0 085

---

[1]) Über den Einfluss der Methode der Zählung der Regentage auf die berechnete „Regenwahrscheinlichkeit" s Brückner, Met Z 1887 S 241 etc, namentlich Tabellen S 244 u 245

[2]) Eine schöne Zusammenstellung der Regenwahrscheinlichkeit auf einem sehr grossen Gebiete findet man in W Köppen Die Regengebiete des europäischen Russland „Globus" B LXVIII Nr 14

[3]) Wenn aus den Reduktionen der Niederschlagsregistrierungen die Zahl der Stunden mit Niederschlag ausgezählt wird, so wird jede Stunde, in welcher Niederschlag gefallen, als volle Niederschlagsstunde gezählt, man erhält deshalb eine zu lange Dauer der Niederschläge Sprung hat ermittelt, dass der Reduktionsfaktor für Berlin-Potsdam 0 502 ist, so dass die obige Zahl der Niederschlagsstunden des Jahres sich in Wirklichkeit auf 415 6 reduziert Die Köppensche Berechnung ergiebt aber als Niederschlagsstunden

$$\frac{131}{3 \times 365} \times 24 \times 365 = 131 \times 8 = 1048 \text{ Stunden,}$$

also mehr als doppelt so viel Der Ausfall bei den Registrierapparaten kommt auf Rechnung der zu geringen Empfindlichkeit derselben für schwache Niederschläge, je seltener letztere sind, desto kleiner wird der Ausfall sein Die nicht reduzierten Stundenzahlen aus den Registrierungen geben in Norddeutschland wegen dieses Ausfalles eine ziemlich richtige Dauer der Niederschläge Näheres bei Sprung, Regenstunden und Regendauer Das Wetter 1898 S 97 etc Bestimmungen des Reduktionsfaktors zu Basel und Triest ergaben grössere Werte desselben, es wäre interessant, die genauen Auszählungen auch an anderen Orten, z B in England und in den Tropen, durchzuführen Als Reduktionsfaktoren wurden gefunden

	Winterhalbjahr	Sommerhalbjahr	Mittel
Potsdam (Sprung)	0 52	0 48	0 50
Basel (Riggenbach)	0 68	0 58	0 63
Triest (Mazelle)	0 73	0 52	0 66

[4]) Hellmann, Ergebnisse der Niederschlagsbeobachtungen in den Jahren 1895 und 1896 Kgl Preuss Meteorologisches Institut Berlin 1899

Regendichte oder Intensität. Gewöhnlich wird dieselbe pro Regentag angegeben. Z. B. Berlin Januar und Februar je 38.5 mm Regen an 14 Tagen, giebt pro Tag 2.7 als Regendichte im Winter, Juni und Juli liefern dagegen 71.5 mm : 13.8 = 5.2, fast doppelt so viel, Jahr 596 : 165 = 3.6 mm. Die Regendichte unterliegt grossen Verschiedenheiten in verschiedenen Klimaten. In Nordeuropa, Finnmarken beträgt sie 2.5 (Frühling 1.7, Sommer 3.7), an der Mandalküste, Norwegen, aber 9.6 mm (Frühling 8.1, Herbst 11.6), in Norddeutschland 3.5 bis 4.5, in Südwestdeutschland 5.5 bis 8.3, in Südbrasilien 11, in Uraguay 17.5 mm. In den Tropen erreicht sie 20 mm und darüber. Zu Batavia ist die Regendichte im Januar und Februar (Regenzeit) 11.3 mm, im Juli und August bloss 1.6, im Jahr 4.9 mm.

Zu Cherrapunjee (Assam), dem regenreichsten Orte der Erde, ist die mittlere Regendichte 65.5 mm, vom Mai bis September in der Regenzeit 80 mm und auf dem Höhepunkt derselben Juni und Juli[1]) sogar 106 mm!

Die Regendichte pro Stunde, die aus den Registrierungen oder nach Köppens Methode erhalten werden kann, ist ein viel richtigerer Ausdruck der Regenintensität in verschiedenen Klimaten. Für Berlin geben die Registrierungen: Januar und Februar 0.24, Juni und Juli 0.91, Jahr 0.52 mm, als mittlere Regenmenge pro Stunde; für Basel Februar 0.40, Juli 1.24, Jahr 0.81 mm; für San José (Costarica) Regenzeit 4.3, Jahr 3.1 mm.

Nach Köppens Methode haben Mohn und Meyer für viele Orte die stündliche Intensität der Niederschläge berechnet. Für Norwegen findet Mohn z. B.: Finnmarken 0.32 (0.22 bis 0.52), Mandalküste 1.66 (1.3 bis 2.5), Meyer, für Deutschland: Nordseeküste 0.90 (Sommer 1.3), Ostseeküste 0.87 (Sommer 1.5), Südwestdeutschland 1.2 (Sommer 1.9).

Die durchschnittliche Dauer des Regens an einem Regentag ist ein meteorologisches Element von erheblichem Interesse. Köppens Methode gestattet dieselbe für viele Orte ohne grosse Mühe zu berechnen. Wir haben nur nötig, die absolute Regenwahrscheinlichkeit mit der Zahl der Stunden des betreffenden Zeitabschnittes zu multiplizieren und erhalten so die Gesamtdauer des Regens, welche durch die Zahl der Regentage dividiert, dann die mittlere Dauer des Regens an einem Regentag liefert. Für Berlin war die absolute Regenwahrscheinlichkeit des Jahres 0.120, multipliziert mit 365 × 24 giebt 1048 Stunden Gesamtdauer des Regens, Zahl der Regentage[2]) für die gleiche Periode 173, somit mittlere Regendauer an einem Regentag 6.0 Stunden. Aus der Regendichte pro Tag 596 : 173 = 3.44 erhält man dann pro Stunde 0.57 mm, mit der Registrierung nahe übereinstimmend. Für Göttingen fand H. Meyer als mittlere Regendauer 4.5 für das Jahr, Winter 6.2, Sommer 3.2. Das Mittel für Norddeutschland ist 4.4, für Südwestdeutschland 5.8.

Hellmann findet (nach den Registrierungen 1895/96) die mittlere Dauer eines einzelnen Regenfalles zu Klausthal und Ratibor 50 Minuten, an den Gebirgsstationen 69 Minuten; die ganze Regendauer an einem Regentag im Mittel von fünf Stationen 4.2 Stunden.

Die Registrierungen zu Zechen (bei Guhrau) ergaben nach G. Hellmann die Zahl der Niederschlagsstunden pro Regentag im Winter (November bis März) 5.2, im Sommer 3.2, im Jahr 4.3 Stunden. Für Wernigerode sind diese Zahlen 6.4, 3.1 und 4.7 Stunden, gut übereinstimmend mit den obigen neuesten Daten.

Bergsma giebt für Batavia folgende Zahlen für die Häufigkeit von Regen (1897 Fälle) nach ihrer Daueri n Prozenten der Gesamtzahl:

Dauer in Stunden	1—2	3—4	5—6	7—8	9—10	11—12	13—15
Zahl der Fälle	66	21	7	3.3	1.7	0.6	0.4

Das Mittel wäre ca. 2.6 Stunden. In Norddeutschland betrug die Zahl der Regen (1896 und 1897) von ½ Stunde Dauer 54 Proz. aller Regen, von ½—1 Stunde nahe 19 Proz.

Wir schliessen mit einem lehrreichen Beispiel, das alle erörterten Elemente der Niederschläge zusammenfasst:

Ort	Regenmenge mm	Regentage	Regendichte mm	Regenstund.	mm pro Stunde	Regenstund. pro. R.-Tag	absol. Regenwahrscheinl.	Regenmenge pro Stunde Grösste	Kl.	Regendauer pro Regentag Grösste	Kl.
Paris	574	169.5	3.4	654	0.9	3.8	0.075	1.6	0.5	4.8	2.6
Perpignan	598	84.3	7.1	312	1.9	3.7	0.036	3.0	1.5	5.9	2.1

Die Maxima der Regendichte (sie sind im Mittel der Monate angegeben)

---

[1]) In diesen beiden Monaten fallen an 55 Tagen (Regenwahrscheinlichkeit also 0.90) täglich 106.4 mm Regen im Durchschnitt vieler Jahre. Die Regenwahrscheinlichkeit von Mai bis September inkl. ist 0.86.

[2]) Als Regentage sind alle Tage zu zählen, an denen überhaupt Regen gefallen. Gewöhnlich werden aber nur jene Tage gezählt, an denen messbarer Regen fiel, 0.1 mm wenigstens, zuweilen nur die Tage mit 0.2 mm und darüber. Dann wird die berechnete Regendauer länger ausfallen und muss auch definiert werden als mittlere Dauer der Regen von 0.2 mm und darüber. Die für Berlin berechnete Regendauer gilt für messbare Regen und ist deshalb grösser. Eine internationale Einigung über die Zählung der Regentage nach einem bestimmten Schwellenwert existiert nicht. Siehe Brückner, Zählung der Regentage. Met. Z. XXII. 1887. S. 241.

fallen auf den Sommer, die Minima auf den Winter, bei der Regendauer verhält es sich umgekehrt.[1])

2. Zahl der Niederschlagstage nach bestimmten Schwellenwerten, d. i. nach den Regenmengen pro Tag. Die Sonderung der Tage mit Niederschlag nach der Regenmenge, die sie geliefert haben, wirft nach mehrfacher Hinsicht interessante Resultate ab und sollte deshalb stets vorgenommen werden, wenn man die Regenverhältnisse eines Ortes spezieller darstellen will. Praktisch ist diese Sonderung wichtig für die Beziehungen zwischen Bodenkultur und Niederschlag wie für hydrotechnische Zwecke.[2])

Eine Übereinkunft über bestimmte Schwellenwerte existiert nicht, durch graphische Konstruktion lassen sich aber leicht nach verschiedenen Schwellenwerten berechnete Häufigkeiten vergleichbar machen.

Ein Beispiel, nach Grossmann, für die Küsten der Nord- und Ostsee (acht Orte) über die Häufigkeit der Tage im Jahre mit Regenmengen, abgestuft nach gewissen Schwellenwerten[3]) folgt:

Tage mit Regen	>0.0	0.2	1.0	5.0	10.0	20 mm
Auf 100 Tage im Jahr	51	45	32	12	4	0.16
Auf 100 Regentage	100	87	64	23	8	0.32

Für Aachen findet Polis folgende Häufigkeiten in Prozenten der Gesamtzahl:

Intensität	0—0.2	0.3—1	1.1—5	5—10	10—15	15—20	20—25	25—30	30—35	35—40	darüb.
Häufigkeit	7.0	18.2	42.7	18.5	7.1	3.6	1.5	0.7	0.3	0.2	0.2

In Basel liefern nach Riggenbach die Niederschläge von mehr als 10 mm durchschnittlich die Hälfte der jährlichen Regenmengen (aber schwankend zwischen 30 und 70 Proz.); deren Ergiebigkeit wechselt stark (Extreme 174 mm 1884 und 861 mm 1872). Im Gegensatze dazu geben die schwachen Niederschläge eine nahezu konstante Jahressumme, deren Abweichung im Mittel nie 1/4 der mittleren Regenmenge erreicht. Daraus folgt, dass die Unterschiede der Regenmengen von einem Jahre zum anderen hauptsächlich von der wechselnden Zahl der Tage mit grossen Niederschlägen herrühren. Mittlere Abweichung der Zahl der Tage mit schwachen Niederschlägen 7—12 Proz., jene der Zahl der Tage mit grossen

[1]) Annuaire de la Soc. Met. de France 1895, und Met. Z. 1896. S. 34. Als Regentag sind Tage mit mindestens 0.1 mm gerechnet.

[2]) G. Hinrichs giebt dafür ein Beispiel. In Jowa war das Jahr 1890 erheblich günstiger für die Bodenkultur als 1889, trotzdem die Regenmenge nahe die gleiche war. Die Ursache lässt sich aus folgendem erkennen.

	1889	1890
Jahresmenge des Regens	724 mm	687 mm
Heftige, deshalb zumeist schädliche Regen	330 ,,	149 ,,
Unbedeutende Regen	36 ,,	29 ,,
Bleibt als nutzbringende Regenmenge	358 ,,	509 ,,

[3]) Grossmann, Archiv der Deutschen Seewarte XVI. 1893. Nr. 3, s. auch H. Meyer, ebenda XI. 1888. Nr. 6. Trabert für das Donaugebiet in v. Lorenz' Donaustudien. Wien 1893. Mitteilungen der k. k. Geographischen Gesellschaft. B. XXXV. Beilage. F. Seidl, Klima von Krain. IV. Niederschlagsverhältnisse. Sehr gründliche umfassende Studie. Mitteilungen des Museal-Vereins in Laibach, 1894—1898. Vergl. Met. Z. Litteraturbericht 1894. S. 88, 1897. S. 79. G. Hinrichs findet, dass eine Formel von der Form $\log n = a - b(\log h)^3$, wo n die Häufigkeit der Niederschläge von der Höhe h bezeichnet, a und b Konstante bedeuten, das Gesetz der Abnahme der Häufigkeit mit zunehmender Niederschlagsmenge am besten darstellt. Für Jowa geben 20jährige Beobachtungen folgende Häufigkeiten nach den folgenden Schwellenwerten in Hundertel des englischen Zolls:

Intensität	10	25	50	100	200
Häufigkeit	64.2	40.2	22.8	10.0	2.1

Mit den Konstanten $a = 1.925$ und $b = 0.116$ giebt die obige Gleichung diese Beobachtungsdaten fast völlig genau wieder. Hinrichs hat auch für viele andere Orte in Europa und Asien die beiden Konstanten seiner Formel berechnet. G. Hinrichs, Rainfall laws. U. S. Weather Bureau. Washington 1893.

Niederschlägen 19 Proz. Die Regendichte ist in nassen Jahren grösser als in trockenen. Dieselbe beträgt in nassen Jahren (mit mehr als 900 mm) 8·3 mm, in mittleren (8—900 mm) 7·7 und in trockenen (unter 800 mm) 6·7 mm.

H. Blanford hat für sechs Stationen, drei an der Küste (Calcutta, Madras, Bombay), drei im Innern, die Häufigkeit der Regentage mit bestimmten Regenmengen berechnet. Wir führen hier das Mittel für die drei Küstenstationen an:

Intensität (engl. Zoll)	$< {}^1/_4$	${}^1/_4$—${}^1/_2$	${}^1/_2$—1	1—2	2—3	3—5	5—$7^1/_2$
Millimeter	$< 6^1/_2$	bis $12^1/_2$	bis 25	bis 51	bis 76	bis 127	bis 190 mm
Mittlere Häufigkeit	58.0	17.6	14.6	11.5	3.8	2.5	0.8

Trägt man diese Zahlen in ein rechtwinkliges Koordinatennetz ein, so erhält man Kurven, welche grosse Ähnlichkeit mit Parabeln oder mit Hyperbeln, bezogen auf ihre Asymptoten, haben.[1])

Die häufigsten Regentage sind durchschnittlich jene, welche eine Regenmenge unter der mittleren Regendichte (pro Tag) liefern. Die mittlere Intensität der Regen ist nicht die häufigste, der Scheitelwert liegt unter dem Mittelwert; da der Niederschlag eine untere Grenze 0 hat, aber keine absolute obere Grenze, so war das zu erwarten. Ein Regentag von mittlerer Intensität (mittlerer Regendichte, in Deutschland ca. 5 mm, für obige indische Orte 15 mm) gehört schon zu den ergiebigen Regen, die Mehrzahl aller Tage mit Niederschlag liefert erheblich weniger.[2])

Monographien über die Niederschlagsverhältnisse einzelner Orte, welche auch in Beziehung auf die Methoden der Bearbeitung der Aufzeichnungen der Niederschläge als vorbildlich bezeichnet werden können:

A. Riggenbach, Die Niederschlagsverhältnisse von Basel. Denkschriften der Schweizerischen naturforschenden Gesellschaft. B. XXXII. 2. 1891. Zürich 1891 (auch separat). — Derselbe: Ergebnisse 7jähriger Niederschlagsregistrierungen in Basel. Karlsruhe 1898. — G. Hellmann, Das Klima von Berlin. I. Teil: Niederschläge. Gewitter. Berlin 1891. Asher. — Ferd. Seidl, Klima von Krain. Niederschlagsverhältnisse. — E. Pini, Andamento Annuale e diurno della Pioggia nel clima di Milano (1764—1884). Publ. R. Osserv. di Brera Milano. No. XXXVII. 1891. — P. Polis, Die Niederschlagsverhältnisse von Aachen. (Jahrbuch für Aachen II. 1896.) Karlsruhe 1897. — K. Kienast, Klima von Königsberg i. Pr. I. Teil: Niederschlagsverhältnisse 1848—1897. Königsberg 1898. — A. da Schio, Tavole della Pioggia nel Quarantennio 1858—1897. Venezia 1899. — D. Ragona, Andamento annuale e diurno delle precipitazione ([illegible]—1879). Annali della Met. Italiana P. I. Roma 1880. — P. Schreiber, Klima von Sachsen. I. Niederschlagsverhältnisse 1864—1890. Chemnitz 1892.

3. Die Mittelwerte der Niederschlagsmengen. Die Monatsmittel der Niederschläge werden für die bürgerlichen Monate gebildet, sie geben die durchschnittlichen Regensummen an, welche in einem Monate fallen (ohne Rücksicht auf die ungleiche Länge derselben). Die Summation der Monatsmengen liefert dann die Jahresmenge des Niederschlages.

---

1) Sie können aber keine wirklichen Hyperbeln sein, da in denselben das Produkt der Koordinaten eines Punktes (auf die Asymptoten bezogen) konstant ist, $xy = c$. Es müssten also die Produkte aus den Häufigkeiten in die entsprechenden Regenmengen konstant sein, Regen jeder Intensität müssten durchschnittlich gleiche Regenmengen im Jahre liefern, was aber nicht der Fall ist. Die Häufigkeit eines Regenfalles (Regentages) von gegebener Quantität nimmt anfangs langsamer ab, als die Quantität zunimmt, die Produkte wachsen also bis zu einem gewissen Punkte, von dem ab die Häufigkeit stärkerer Regen dann sehr rasch abnimmt. Blanford hat nach den Beobachtungen zu Cherrapunji diese Produkte gebildet und als Ordinaten auf einer Abscissenachse zu den zugehörigen Regenmengen eingetragen. Man erhält so eine gegen die Abscissenachse konkave Linie, deren Scheitelpunkt etwa bei 3.3 Zoll liegt, Regentage dieser Intensität liefern den meisten Regen. Die mittlere Regendichte der Regenzeit ist 3.2, also die mittleren Regen liefern hier das Hauptquantum der Regenmenge. H. Blanford, Climates and Weather of India. London 1889. pag. 260—265. Auch F. Seidl hat in seinen sehr eingehenden Untersuchungen über die Niederschlagsverhältnisse von Krain berechnet, welchen Anteil die Regentage verschiedener Intensität an der jährlichen Regenmenge haben. In den später citierten Arbeiten von Kienast, Polis, Mazelle etc. findet man desgleichen Beispiele.

2) Vergl. H. Meyer, Anleitung zur Bearbeitung meteorologischer Beobachtungen. S. 132 etc.

Nur in seltenen Fällen, auf Grund sehr langjähriger Regenmessungen, hat man auch für fünftägige Perioden (Pentaden) die mittleren Regenmengen berechnet. Da der Regen zu den veränderlichsten meteorologischen Elementen gehört, die Unterschiede der Regenmenge des gleichen Jahresabschnittes nach verschiedenen Jahrgängen ungemein gross sind, so lohnt es sich selten, für kürzere Jahresabschnitte als der Monat, Mittelwerte abzuleiten.

Die Veränderlichkeit der Monats- und Jahresmengen des Niederschlages ist schon öfter Gegenstand von Untersuchungen gewesen.[1])

Die Veränderlichkeit der Monatsmittel des Regenfalles beträgt in Mitteleuropa rund 45 Proz. der dem Monat entsprechenden Regenmenge, in Italien über 55 Proz. und steigt in Spanien und Algerien[2]) bis auf 60 Proz. Im nördlichen und mittleren Russland und im nördlichen Westsibirien ist sie 40—50 Proz., im Süden und Osten Russlands und Sibiriens 60—70 Proz. Die Veränderlichkeit der Jahressummen des Niederschlages beträgt in Mitteleuropa etwa 15 Proz., im europäischen Russland 15—19 Proz., in Italien 18 Proz., in Spanien und Algerien etwa 22 Proz., im südlichen und östlichen Russland und in Sibirien 20—30 Proz. Drei tropische Stationen geben 12—15 Proz. Die Veränderlichkeit der Mittel des Regenfalles ist demnach sehr gross, sie nimmt in West- und Mitteleuropa im allgemeinen nach Süden zu, auch in Russland (aber nicht regelmässig) nach Süden und Osten. Die Wintermonate haben eine grössere relative (prozentische) Veränderlichkeit als die Sommermonate, in Südeuropa ist das allerdings anders, wegen der sehr geringen Regenmengen wird aber daselbst die Prozentrechnung illusorisch.

Kremser findet für Deutschland, dass Orte, die im „Regenschatten" eines Gebirges liegen, eine grössere Veränderlichkeit haben, auch die englischen Westküsten haben eine kleinere Veränderlichkeit als die Ostküsten. Die tropischen Luv- und Leeseiten scheinen sich ähnlich zu verhalten.[3]) Mit der Erhebung über die Meeresfläche scheint die Veränderlichkeit abzunehmen. Aber diese Verhältnisse konnten bisher noch zu wenig festgestellt werden. Es wäre sehr wünschenswert, dass die Veränderlichkeit der Niederschlagsmengen in den verschiedenen Klimagebieten genauer untersucht würde, namentlich auch in den Tropen.

Auf Grund der Veränderlichkeit der Monats- und Jahresmittel der Niederschlagsmengen kann man auch die wichtige Frage beantworten, wie viele Beobachtungsjahre nötig sind, um diesen Mittelwerten einen gewissen Grad der Genauigkeit zu sichern.[4])

4. *Beiläufige Fehlergrenzen der Mittelwerte der Niederschlagsmengen.* Nach der von mir berechneten Veränderlichkeit der Monats- und Jahresmittel der Regenmenge findet man für Österreich den wahrscheinlichen Fehler eines 10jährigen Mittels der Niederschlagsmengen der Wintermonate zu etwa 15 Proz., der Sommermonate zu 10 Proz., und es ist da wenig Unterschied zwischen Norden und Süden; für ein 20jähriges Mittel beträgt derselbe 11 und 7 Proz., für ein

---

[1]) J. Hann, Untersuchungen über die Regenverhältnisse von Österreich-Ungarn. II. Veränderlichkeit der Monats- und Jahresmengen. Sitzungsberichte der Wiener Akademie. B. LXXXI. Jan. 1880. S. auch Met. Z. 1881. S. 334 etc. — V. Kremser, Über die Veränderlichkeit der Niederschläge. Deutsche Met. Z. B. I. 1884. S. 93 etc. — Wild, Regenverhältnisse des Russischen Reiches. Rep. f. Met. Supplementband V. Kap. III. pag. 62.

[2]) Ohne die Sommermonate, für welche die Prozentrechnung unzulässig wird wegen der schon sehr geringen Regenmenge.

[3]) J. Hann, Beiträge zur Kenntnis tropischer Regenverhältnisse. Met. Z. B. XXXV. 1900. S. 572.

[4]) Siehe darüber die Ausführungen S. 107.

30jähriges 9 und 6 Proz. Damit der wahrscheinliche Fehler auf 5 Proz. herabgemindert würde, wären Beobachtungsjahre nötig: im Winter im Norden 74, im Süden 103, im Sommer überall 43 Jahre. Durchschnittlich sind 60—70jährige Regenmessungen nötig, um die Monatssummen auf ± 5 Proz. sicher zu erhalten.

Kremser berechnete folgende wahrscheinliche Fehler (in Prozenten) der Monatsmittel der Niederschlagshöhen:

Beobachtungszeit Jahre	Wintermonate					Sommermonate				
	Italien			Deutschland		Italien			Deutschland	
	Unter-	Mittel-	Ober-			Unter-	Mittel-	Ober-		
10	16	18	19	15	12	18	16	14	12	8
30	9	10	11	9	7	10	9	8	7	5
50	7	8	8	7	5	8	7	6	5	4

Um die Monatsmittel auf 5 Proz. verlässlich zu erhalten, wären in Südeuropa 100—140 Beobachtungsjahre nötig, in Oberitalien 86, in der Schweiz 71, in Deutschland 58 bis 46 Jahre.

Die wahrscheinlichen Fehler der Monatsmittel in Russland findet man in dem schon citierten Werke von Wild.

Die obigen nach den Regeln der Wahrscheinlichkeitsrechnung abgeleiteten wahrscheinlichen Fehler der Monats- und Jahresmittel der Niederschlagsmenge aus verschieden zahlreichen Einzelerhebungen unterliegen aber namentlich in Bezug auf die Jahresmittel einer wesentlichen Einschränkung ihrer Gültigkeit. Sie gelten nur unter der Voraussetzung, dass aus einer sehr langen Reihe, wie zufällig 10, 15, 20 etc., Einzelerhebungen herausgegriffen werden, aber nicht für sich unmittelbar folgende Werte. Letzteres ist namentlich unzulässig für die Jahressummen des Niederschlages, bei welchen eine ausgesprochene Tendenz vorhanden ist, dass mehrere trockene sowie auch dass mehrere nasse Jahre sich unmittelbar folgen. Wenn demnach die Wahrscheinlichkeitsrechnung aus der mittleren Abweichung der Jahressummen in Deutschland und England ergiebt, dass ein 10jähriges Mittel einen wahrscheinlichen Fehler von 4 Proz., ein 20jähriges von 3 und 2 Proz. etc. hat, so gilt dies keineswegs für 10 oder 20 sich unmittelbar folgende Jahrgänge. Die Monatsmittel unterliegen dieser Einschränkung der Ergebnisse der Wahrscheinlichkeitsrechnung scheinbar weniger, weil die Regenmenge eines Junimonates z. B. von jener des vorjährigen Juni wohl kaum beeinflusst wird. Aber auch bei den Mitteln eines und desselben Monats zeigt sich eine Tendenz zur längeren Erhaltung einer Abweichung im gleichen Sinne.

Es soll hier nur ein Beleg dafür gegeben werden, welcher der langen Reihe von Regenmessungen zu Padua entnommen ist. Die Jahressummen der Regenmenge 1725—1897 liefern mir 141 Zeichenfolgen in 173 Jahren. In 81 Proz. der Fälle folgten sich demnach trockene oder nasse Jahre. In 18 Fällen folgten sich mehrere trockene Jahre, in 23 Fällen folgten sich mehrere nasse Jahre, die mittlere Dauer der trockenen Perioden war 4 Jahre, jene der nassen 3 Jahre, die grössten Ziffern für die Dauer der trockenen Jahre waren 7, 6, 6, 6 Jahre, die der nassen 5, 9, 5, 4 Jahre; die Trockenperioden dauern im allgemeinen länger als die nassen Perioden.

Zur Untersuchung des bezüglichen Verhaltens der Monate wählte ich den Juni und konnte 175 Junimonate in Rechnung ziehen (1725—1899). Dieselben ergaben mir 134 Zeichenfolgen, also in 77 Proz. der Fälle, kaum weniger als bei den Jahressummen. Auch in Bezug auf die Monatssummen des Regenfalles besteht demnach die Tendenz, dass ein Monat von einem Jahre zum nächsten viel häufiger seinen Charakter (den Sinn seiner Abweichung vom Mittel) erhält als wechselt. In 21 Fällen gab es Folgen von trockenen Junimonaten, in 24 Fällen gab es Folgen von nassen Junimonaten, also auch hier behalten die nassen Perioden das Übergewicht der Häufigkeit. Im Mittel folgten sich je 3.5 trockene, dagegen nur 2.5 nasse Junimonate. Es gab Fälle, wo sich 7 (zweimal),

und 5 (dreimal) trockene Juni folgten, während bei dem nassen Juni die längsten Perioden nur 5 (einmal) und 4 (zweimal) waren [1]).

Mit Rücksicht auf diese Tendenz einer längeren Erhaltung desselben Charakters der Abweichung muss die Untersuchung, welche grössere Abweichung vom vieljährigen Durchschnitt ein Mittel aus 10, 20, 30 Jahren noch aufweisen kann, nach einer anderen Methode durchgeführt werden, wenn sie praktische Bedeutung haben soll.

So hat Binnie die grösste Abweichung eines Jahresmittels, aus verschieden langen Perioden berechnet, von einem vieljährigen Mittel in der Weise zu bestimmen gesucht, dass er die ganze lange Beobachtungsreihe von Padua 1725 bis 1821 in Perioden von entsprechender Länge zerlegte und die grösste Abweichung des Mittels jeder derselben vom Gesamtmittel aufsuchte [2]). Auf diesem Wege fand er für ein Mittel von 10 Jahren als grösste Abweichung 17 Proz., für 20jährige Mittel 8 Proz., für 35jährige 6 Proz., für 40jährige 3 Proz., für 50 Jahre endlich 2 Proz. Indem er zahlreiche Reihen von Regenmessungen auch in Indien und Westindien in gleicher Weise prüfte, kam er zu dem Resultat, dass ein 35jähriges Mittel bis auf 2 Proz. richtig ist, ein Mittel von 20—35 Jahre auf $3^1/_2$ und 2 Proz., 15, 10 und 5jährige Mittel auf $4^3/_4$, $8^1/_4$ und 15 Proz. Auch Tripp findet, dass die Mittel sich auf mindestens 35 Jahre erstrecken müssen.

Binnie hat aber bei seinem Vorgang nicht die wahren kleinsten und grössten 10jährigen (etc.) Mittel erhalten können, da seine Gruppierung der sich folgenden 10 Jahrgänge eine willkürliche war. Der richtige Vorgang ist natürlich der, dass die sich folgenden 10jährigen Mittel so gebildet werden, dass man stets nur das erste Jahr weglässt und mit Hinzufügung eines neuen Jahrganges am Ende der Reihe ein neues 10jähriges Mittel bildet. Derart behandelt, geben die Regenmessungen zu Padua in der Periode 1725—1816 als Maximum eines 10jährigen Mittels 1085 mm, als Minimum 733 oder 119 und 81 Proz. des Gesamtmittels (908 mm), in der Periode 1816—1871 als Maximum 918, Minimum 633, d. i. 115 und 79 Proz. (Mittel 798). Das trockenste 10jährige Mittel weicht demnach um —20 Proz. vom Mittel ab, das nasseste um +17 Proz., der mögliche Fehler eines 10jährigen Mittels ist demnach noch auf 19 Proz. zu veranschlagen.

A. Henry findet auf diesem Wege aus den längsten Niederschlagsmessungen in Nordamerika als mögliche Fehler eines 10jährigen Mittels: New Bedford +16 Proz. und —11 Proz., Cincinnati +20 und —17 Proz., San Louis +17 und —13 Proz., Fort Leavenworth +16 und —18 Proz. und San Francisco +9 und —10 Proz.

5. Grösste Schwankungen der Jahresmenge des Niederschlages. Die Frage, innerhalb welcher Grenzen sich die jährliche Regenmenge eines Ortes während eines längeren Zeitraumes hält, ist zunächst von praktischem Interesse, soweit sie auf rein empirischer Grundlage ohne Beziehung auf die Existenz zyklischer Variationen beantwortet wird. Der Gegenstand soll deshalb hier nur in aller Kürze behandelt werden.

Nach den Untersuchungen von Symons, Tripp, Binnie darf man im grossen Durchschnitt annehmen, dass in längeren Perioden im nassesten Jahre 153 Proz. der mittleren Niederschlagsmenge fallen, dagegen im trockensten bloss 60 Proz. Die nassen Jahre weichen stärker ab vom Mittel als die trockenen, und das nasseste Jahr wird um so nasser, je länger die Periode wird, die man in Untersuchung zieht.

Die Zusammenstellungen von Binnie ergeben, dass die mittleren Grenzen für die nassesten und trockensten Jahre nach den Ländern verschieden sind und dass sie z. B. betragen: ganz England 145 und 66 Proz., Norwegen, Dänemark, Holland und Belgien 148 und 61, Frankreich 161 und 59, Italien 159 und 55, Deutschland 139 und 61, Österreich-Ungarn 144 und 56, Russland 166 und 53, Indien 162 und 52, Nordamerika 141 und 68, Südamerika und Westindien 151 und 55, Afrika (2 Orte) 166 und 53, Australien (2 Orte) 156 und 53. Symons hält für England an den Grenzen 150 und 60 fest.

---

[1]) Es würde sich lohnen, solche Untersuchungen auf alle Monate und verschiedene andere lange Reihen von anderen Orten zu erstrecken.

[2]) Citat siehe später.

Es schliesst sich daran die Frage nach der mittleren Abweichung zweier sich folgender trockenster und nassester Jahre. Binnie findet dafür 135 und 66 Proz. Für drei sich folgende extreme Jahrgänge ergiebt sich im Mittel eine Abweichung von 127 und 75 Proz. Dies sind Mittelzahlen, für einen bestimmten (einzelnen) Ort liegen die Grenzen weiter auseinander. Für die Dauer der längsten Perioden trockener und nasser Jahre ergiebt sich im allgemeinen Mittel: trockene Jahre: 5 Jahre 10 Monate, als deren mittlere relative Regenmenge 82 Proz.; Dauer der nassen Jahre: 5 Jahre 3 Monate, mittlere relative Regenmenge 120 Proz.

Für die indischen Stationen hat H. F. Blanford die Schwankungen selbst untersucht; er findet im Mittel von 29 Orten mit den längsten Reihen von Messungen für das nasseste Jahr 174, für das trockenste bloss 50 Proz. des mittleren Regenfalles. Die Grenzen liegen aber für die trockenen Stationen viel weiter auseinander als für die nassen. Nimmt man aus der von Blanford aufgestellten Tabelle die 10 nassesten Orte heraus mit 135 Zoll mittleren Regenfall und bildet für sie die Mittelwerte, so erhält man 140 und 65 Proz., die 10 trockensten Orte aber mit 24½ Zoll mittlerer Regenmenge geben als mittlere Grenzen 214 und 37 Proz. An regenarmen Orten sind die Schwankungen der jährlichen Regenmenge viel grösser, als an regenreichen Orten, wofür auch leicht die Gründe zu finden sind.

Den Ausgangspunkt der Untersuchung von Binnie über die relativen Regenmengen der trockensten und nassesten Jahre haben die Regenmessungen zu Padua zwischen 1725 und 1821 gebildet. Hier zeigen das trockenste und nasseste Jahr 58 und 175 Proz., zwei sich folgende extremste Jahrgänge 63 und 151 und drei derselben 68 und 149 Proz. des Mittels.

Die von Hopkinson untersuchte 55jährige Reihe von Regenmessungen zu Nash Mill (Hartfordshire) ergiebt für das trockenste Jahr 63 Proz., für das nasseste 157 Proz., für zwei sich folgende trockenste Jahre 74, für zwei nasseste 128 Proz., für drei sich folgende trockenste 83 Proz., für drei sich folgende nasseste Jahre 124 Proz.; von 1875—1883 folgten sich 9 nasse Jahre mit 119 Proz., von 1842—1847 6 trockene mit 93 Proz.[1])

Hellmann berechnet nach den langjährigen Regenmessungen zu Tilsit (80 Jahre), Königsberg (60 Jahre), Görlitz, Breslau und Eichberg (50 Jahre), Konitz etc. die Wahrscheinlichkeit trockener und nasser Jahre wie folgt:

Land	sehr trocken	trocken	nass	sehr nass	ausserord. nass
	51—75	76—100	100—125	126—150	151—175 Proz.
Ostpreussen	11	36	45	6	2
Westpreussen und Posen	9	46	34	11	—
Schlesien	5	50	41	4	—

(Regenkarte von Schlesien. Berlin 1899. — Regenkarte von Ostpreussen. — Regenkarte von Westpreussen und Posen. Berlin 1900.)

Gestatten die Abweichungen der Niederschlagsmengen von den entsprechenden Mittelwerten die Anwendung der Wahrscheinlichkeitsrechnung? Es muss eine kurze Erörterung darüber Platz finden, wie sich die Abweichungen der Monats- und Jahressummen des Niederschlages vom vieljährigen Mittelwert nach Grösse und zugehöriger Häufigkeit verhalten, und wie weit sie rechnungsmässig gleichsam als zufällige Fehler behandelt werden dürfen. Bei den Niederschlagsmengen ist das um so notwendiger, als die negativen Abweichungen vom Mittel die untere Grenze Null haben, während eine absolute obere Grenze für dieselbe nicht vorhanden ist.

Es kann hier nur ein Beispiel gegeben werden und dieses soll wieder den langjährigen Regenmessungen zu Padua entnommen werden. Ich habe bloss die Abweichungen der Jahressummen und der Monatssummen des Juni vom allgemeinen Mittel auf ihr Verhalten geprüft.

Häufigkeit der Abweichungen der Jahressummen (1725—1890) nach ihrer Grösse. Padua.

cm	0—5	5—10	10—15	15—20	20—25	25—30	30—35	35—40	40—45	über 45
Positiv	19	12	13	11	12	4	2	1	2	2
Negativ	19	21	15	12	8	7	5	1	0	0
Summe	38	33	28	23	20	11	7	2	2	2

Die positiven Abweichungen sind grösser und (deshalb) weniger zahlreich (78) als die negativen (88), und gehen weit über die Grenzen der negativen Abweichungen hinaus. (Grösste + Abweichung 65 cm, grösste negative etwas über 35 cm.)

---

[1]) A. R. Binnie, On Mean or Average Annual Rainfall and fluctuations to which it is subject. London 1892. Minutes of Proc. of the Institution of Civil Engineers. Session 1891/92. Vol CIX. Part III. Wichtige Publikation, enthält auch eine instruktive Diskussion der behandelten Gegenstände von Buchan, Tripp, Symons, Strachey, Blanford, Lotham und Hopkinson. S. 55 findet man ein Diagramm von Symons, die Fluktuationen des Regenfalles in England von 1726—1891 darstellend. S. auch Report British Assoc. 1866. XXXVI. pag. 286. — Es mag auch an dieser Stelle hingewiesen werden auf die Abhandlung von Backhouse, The Problem of probable Error as applied to Meteorology. Quart. Journ. R. Met. Soc. Vol XIII. 1891. pag. 87.

Häufigkeit der Abweichungen der Monatssummen des Juni (1725—1899) nach ihrer Grösse

cm	0—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—12	Summe
Positiv	26	22	18	6	4	4	80
Negativ	30	35	20	10	0	0	95
Summe	56	57	38	16	4	4	175

Die Abweichungen der Monatssummen zeigen denselben Charakter, die positiven sind weniger zahlreich, aber grösser Alle vier Reihen von Abweichungen zeigen aber doch die Tendenz zu einer regelmässigen Abnahme mit Zunahme der Grösse, so dass zu erwarten ist, dass in noch längeren Reihen von Messungen die Abnahme eine gesetzmässige wird, sich dem Gesetze fur zufällige Fehler naher anschliessen wird

Um zu entscheiden, ob auf diese Abweichungen die Fehlerrechnung nach den Grundsätzen der Wahrscheinlichkeitsrechnung Anwendung finden kann, wurde wieder, wie bei den Elementen Temperatur und Luftdruck, die Probe nach Cornu angewendet [1])

Die Jahresmengen des Regenfalles zu Padua von 1725—1884 liefern folgendes Resultat Die ganze 160jährige Reihe wurde in zwei gleiche Perioden von 80 Jahren geteilt [2])

I Reihe (1725—1804) Mittel 908 mm, mittlere Abweichung u = 14 9 cm, mittlerer Fehler E = 18 5 cm, somit $2E^2 \quad u^2 = 3\,094$

II Reihe (1804—1884) Mittel 817 mm, mittlere Abweichung 13 5 cm, mittlerer Fehler 16 9 cm, somit $2E^2 \quad u^2 = 3\,146$, Mittel aus beiden Reihen 3 12, giebt man der letzten Reihe, wegen der kleineren mittleren Abweichung, das doppelte Gewicht, so erhalt man 3 13, also sehr nahe die Zahl π Die Differenz ist im ersten Falle 0 7, im letzteren bloss 0 4 Proz

Die Junimonate 1725—1899 liefern folgende Resultate [3])

Mittlere Abweichung u = 34 7 mm, mittlerer Fehler (175 Jahre) E = 43 0 mm, somit $2E^2 \quad u^2 = 3\,07$, bis auf 2 Proz der Zahl π nahekommend

Die Jahressummen des Niederschlages zu San Fernando 1851—1895 ergaben mir Mittlere Abweichung u = 19 1 cm, mittlerer Fehler E = 23 7 cm, somit $2E^2 \quad u^2 = 3\,08$, gleichfalls schon der Zahl π sehr nahekommend Fur die Monatsmittel reicht eine 45jährige Reihe noch nicht aus, es ist ja naturlich, dass wegen der zeitlichen Schwankungen der Regenzeiten eine Kompensation des Regenuberschusses oder -Mangels eines bestimmten Monates innerhalb 45 Jahren nicht eintreten kann, wo die Schwankungen selbst im Mittel den Betrag von 50—60 Proz des Durchschnittswertes erreichen.

Als Ergebnis des Vorstehenden konnen wir den Satz aufstellen, dass auch auf die Abweichungen der Niederschlagsmengen vom langjährigen Mittel die Fehlerrechnung angewendet werden darf und dass die Mittelwerte auch beim Niederschlag Grossen vorstellen, gegen welche die Einzelwerte, um mit Lamont zu reden, infolge einer gewissen Kraft hingezogen werden [4])

Die charakteristischen Eigenschaften der Abweichungen der Einzelwerte der Niederschlagsmengen von den bezuglichen Mittelwerten werden noch durch die folgenden Rechnungsergebnisse erlautert

Jahresmengen des Niederschlages zu Padua I Reihe 38 positive Abweichungen geben ein Mittel von 152 mm 42 negative von 137 mm II Reihe 35 positive Abweichungen geben das Mittel 154 mm, 45 negative 119 mm Im ganzen giebt es 73 positive Abweichungen im mittleren Betrage von 153 mm und 87 negative im mittleren Betrage von 128 Niederschlagsmengen des Juni 1725—1899 I Reihe 38 positive Abweichungen 43 mm, 52 negative Abweichungen 31 mm II Reihe 41 positive Abweichungen 35 mm, 43 negative Abweichungen 33 mm Die 175 Jahrgange liefern 79 positive Abweichungen im mittleren Betrage von 38 5 mm und 95 negative Abweichungen im Betrage von 31 9 mm

---

[1]) Die Rechnung wurde überall nicht mit den obigen abgerundeten Zahlen geführt, sondern mit den genaueren

[2]) Wäre mir bei Vornahme der Rechnung schon die Schrift von Lorenzoni uber die Regenmessungen zu Padua zugänglich gewesen, so hätte ich die Reihen anders abgeteilt, recht homogen scheint die Reihe 1725 bis 1814, und dann für sich wieder die neuere Reihe

[3]) Zur Bildung der Abweichungen wurde die ganze Reihe wieder in zwei Partien geteilt, welche jede für sich recht homogen zu sein scheint Die 90 Jahre 1725—1814 gaben ein Junimittel von 92 1 mm, die 85 Jahre 1815—1899 aber 80 6 mm Die einzelnen 10jahrigen Mittel sind

1725—1734	1735—1744	1745—1754	1755—1764	1765—1774	1775—1884	1785—1794	1795—1804	1805—1814
86	80	86	104	81	115	82	94	102

1815—1824	1825—1834	1835—1844	1845—1854	1855—1864	1865—1874	1875—1884	1885—1894	(1895—1899)
83	93	65	68	71	97	90	57	(123)

[4]) Lamont, Bedeutung der arithmetischen Mittelwerte in der Meteorologie. Zeitschrift fur Met B II 1867 S 246—243 Die Anforderungen, welche Lamont an wahre Mittelwerte stellt, durften nach den obigen und früheren Untersuchungen für die meteorologischen Elemente als erfullt anzusehen sein

Die positiven Abweichungen sind die grösseren und weniger zahlreichen, die negativen die kleinen aber dagegen zahlreicheren. Die Abweichungen der Niederschlagsmengen vom Mittel haben wohl eine untere Grenze 0, aber keine obere, deshalb fallen die + Abweichungen grösser aus, bleiben aber dafür, da ihre Summe genau jener der negativen gleichkommen muss, weniger zahlreich.

6. Ableitung vergleichbarer Mittelwerte der Niederschlagsmenge. Wegen der grossen Veränderlichkeit der Niederschlagsmengen nach den Jahrgängen sind für gewisse Landesteile von ähnlichem Witterungscharakter nur jene mittleren Niederschlagsmengen direkt vergleichbar, welche aus den gleichen Jahrgängen berechnet worden sind.

Da aber häufig der Fall vorkommt, dass an einigen Orten eines solchen Landesteiles, deren Niederschlagsmengen man auch zu benutzen für nötig findet, nicht die ganze Zeit hindurch Regenmessungen angestellt worden sind, so muss man auf ein Mittel bedacht sein, auch diese unvollständigen Beobachtungsergebnisse mit den vollständigen vergleichbar zu machen.

Ein solches Mittel bietet der folgende Erfahrungssatz:

Auch die Anomalien der Regenverteilung treten, wie die des Luftdruckes und der Temperatur, über grösseren Teilen der Erdoberfläche gleichzeitig im gleichen Sinne und mehr oder weniger auch im gleichen Ausmasse auf. Nur gilt dieser Satz für die Niederschläge in viel beschränkterem Masse und im allgemeinen für viel kleinere Gebiete, als dies für die Temperatur und namentlich für den Luftdruck der Fall ist. Am deutlichsten kommt dieser Erfahrungssatz zum Ausdruck, wenn man die Jahresmengen des Regenfalles benachbarter, oder nicht zu weit entlegener Orte von gleicher Lage (namentlich zu einem Gebirge) in aliquoten Teilen der Mittel aus der gleichen Anzahl korrespondierender Jahrgänge ausdrückt; also in Prozenten derselben. Selbst wenn die Jahressummen des Niederschlages der komparierenden Orte sehr verschieden sind, stimmen im allgemeinen die gleichzeitigen einzelnen Jahresmengen recht gut mit einander überein, wenn man sie als Verhältniszahlen der Mittelwerte hinschreibt.

Nehmen wir z. B. die Regenmengen der Stationen Basel und Luzern, welche 76 km von einander entfernt sind und auch einen Höhenunterschied von 180 m aufweisen, aber beide auf der Nordseite der Alpen liegen.

Luzern hat im Mittel der 30 Jahre 1866—1895 eine Jahressumme des Niederschlages von 1191 mm, Basel nur von 783 mm. Die Verhältniszahlen zu diesen Mittelwerten, sowie die Quotienten der Jahresmengen Luzern:Basel waren (der mittlere Quotient ist 1·52):

Regenmengen in Prozenten der vieljährigen Mittel.

Jahr	1881	1882	1883	1884	1885	1886	1887	1888	1889	1890	1891	1892
Luzern	106	122	99	85	91	114	89	113	96	91	106	105
Basel	122	125	90	72	89	118	84	106	96	86	110	94
Quotient	1.32	1.47	1.67	1.78	1.56	1.46	1.59	1.62	1.52	1.64	1.46	1.68

Man sieht, dass die Variationen der Jahresmengen des Regens nach den Jahrgängen im allgemeinen parallel verlaufen und dass man deshalb voraussetzen darf, dass auch der Regenfall eines Ortes zwischen Luzern und Basel, oder überhaupt in der Nähe einer dieser beiden Stationen, in gleicher Weise an diesen Variationen teil genommen haben wird. Wären nun von diesem Orte nur von wenigen Jahren, sagen wir von 1883, 1884 und 1885 Regenmessungen vorhanden, so darf man annehmen, dass das Mittel dieser drei Jahre erheblich zu niedrig ausgefallen ist, und

man kann dieses Mittel auf ein 30jahriges reduzieren nach der obigen Tabelle Fur einen Ort in der Nahe von Basel wurde man es um 16 Proz, in der Nahe von Luzern um 8 Proz vergrossern, um das genaherte 30jahrige Mittel zu erhalten Man sieht ubrigens aus obigen Zahlen, dass in der Nahe des Gebirges mit Zunahme der Seehohe bei grosserer Niederschlagsmenge die Variationen kleiner sind, als draussen in der Niederung, worauf schon Kremser hingewiesen hat

Die Methode, die einzelnen Jahresmengen des Niederschlages in Prozenten der vieljahrigen korrespondierenden Mittel auszudrucken, gewahrt einen bequemen Uberblick uber die gleichzeitigen Abweichungen gewisser Jahrgange vom Normale uber grosseren Landerstrecken, und erweist sich dazu als sehr nutzlich, ja fast unentbehrlich

Die Nebeneinanderstellung der einzelnen Jahresmengen selbst von vielen Orten bringt den relativen Regenmangel oder Regenuberfluss bei weitem nicht so deutlich zum Ausdruck, namentlich wenn die ortlichen Regenmengen sehr verschieden sind

Ein noch bequemeres Mittel, die Ergebnisse kurzerer Reihen von Niederschlagsmessungen auf die Normalwerte einer benachbarten Station zu reduzieren, gewahren die Quotienten der korrespondierenden Regenmengen der beiden Orte Diese Quotienten sind viel weniger veranderlich als die Regenmengen selbst (bei Stationen von erheblich verschiedenen Regenmengen auch weniger als die Unterschiede der Jahresmengen) Die Veranderlichkeit der Jahressummen des Regens zu Basel und Luzern z B ist rund 120 mm (ca 12 Proz), die der Differenzen nur halb so gross 61 mm (6 2 Proz), die der Verhaltniszahlen 0 114 oder 7½ Proz derselben Dies ist der Erfahrungssatz von der genaherten Konstanz der Verhaltniszahlen der gleichzeitig gefallenen jahrlichen Niederschlagsmengen zweier benachbarter Orte [1])

Man kann also die korrespondierenden Differenzen oder Quotienten der Regenmengen mit Vorteil zur Reduktion der Ergebnisse einer kurzen Beobachtungsreihe auf die langere einer Nachbarstation verwenden

Dies ist das Mittel, selbst Regenmessungen von wenigen Jahrgangen vergleichbar zu machen, d i sie auf eine bestimmte Normalperiode zu reduzieren. Fehlen die Messungen weniger Jahre, so kann man die Jahresmengen der fehlenden Jahrgange durch die mittleren korrespondierenden Differenzen oder meist besser durch die Verhaltniszahlen erganzen (interpolieren) Man sollte nie unterlassen, die Mittel samtlich nach dieser Methode auf die gleiche Periode zu reduzieren [2])

7 Homogene Jahresreihen der Niederschlagsmessungen Solche sind unentbehrlich fur alle Untersuchungen uber die gleichzeitige Verteilung der Nieder-

---

[1]) Man findet naheres daruber in meiner Abhandlung „Über die Reduktion kurzerer Reihen von Niederschlagsmessungen auf die langjahrige Reihe einer Nachbarstation" Met Z XXXIII 1898 S 129—133 Über die Gründe, die mehr für die Verhältniszahlen, als fur die Differenzen sprechen, s S 127—129 Eine praktische Verwendung des obigen Satzes dürfte zuerst in Frankreich seit 1864 von den Ingenieuren (Fournié, dann Belgrand und Lemoine) des hydrotechnischen Dienstes im Seine-Bassin gemacht worden sein

[2]) Das 13jährige Mittel 1885—1897 der Niederschlagsmenge von Graz ist z B 920 mm, das benachbarte (allerdings zum Vergleiche nicht sehr gut, weil hinter dem Gebirge gelegene) Bruck (Entfernung 40 km) hat im 22jährigen Mittel (1876—1897) 794 mm Die mittleren Quotienten Graz Bruck sind 1885—1890 1 19, 1891—1897 1 185, Mittel 1 19, somit 22jähriges Mittel des Niederschlages fur Graz 794 × 1 19 = 945 mm Hätten ferner z B im Jahre 1893 die Messungen zu Graz gefehlt, und man wurde deshalb die Jahressumme 1893 fur Graz nach den Messungen zu Bruck a M haben ergänzen wollen, so wurde man gefunden haben Bruck 1893, gemessen 673 mm (nur 85 Proz des 22jährigen Mittels), Reduktion auf Graz 673 × 1 19 = 801 mm, wirklich gemessen wurden zu Graz 805 Derart also sind unvollständige Messungsergebnisse nach den Messungen an zweckmässig gewählten Nachbarorten zu ergänzen

schläge, Nachweise von trockenen und nassen Jahrgängen, Untersuchungen etwaiger längerer Perioden in der Aufeinanderfolge solcher Jahresläufe etc. Leider sind die vieljährigen Messungsresultate selten homogen, namentlich die älteren Messungen gegenüber den neueren Reihen, da man früher den Einfluss der Aufstellung der Regenmesser auf die Ergebnisse der Messungen zu wenig erkannt und gewürdigt hat. Die Änderung in der Höhe der Aufstellung des Regenmessers, oder dessen Übertragung auf einen dem Winde stärker ausgesetzten Platz, Verwendung von Regenmessern mit zu geringer Auffangfläche (namentlich wegen der Schneemessung) oder fehlerhafter Messgläser etc. bewirken eine Unterbrechung der Homogenität der Ergebnisse der Regenmessungen; dieselben sind dann kein getreuer Massstab mehr für die wirklich zeitlich erfolgten Variationen des Regenfalles.[1])

Die Prüfung der Homogenität der Regenmessungen an einer Station erfolgt am leichtesten, wenn von einer ziemlich benachbarten Station eine längere homogene Reihe von Regenmessungen vorliegt, welche mit ersterer Reihe parallel läuft. Bildet man die Verhältniszahlen der korrespondierenden Jahressummen, so verrät sich eine Unterbrechung der Homogenität durch eine plötzliche Änderung dieser Quotienten, die sich dann im gleichen Sinne eine gewisse Reihe von Jahren hindurch fortsetzt. Die Quotienten der gleichzeitigen Jahresmengen bilden ein vortreffliches Mittel zur Prüfung, ob an einer Station eine Unterbrechung der Homogenität stattgefunden hat.[2])

IV. Die tägliche und die jährliche Periode der Niederschläge.

1. Die tägliche Periode.

Allgemeines. Die tägliche Periode des Regenfalles kann natürlich nur auf Grund von stündlichen Regenmessungen oder von Registrierungen festgestellt werden. Dieselbe ist deshalb noch nicht für genügend zahlreiche Orte aus allen Klimagebieten bekannt oder berechnet worden. Die Namen aller Orte, von denen der tägliche Gang der Niederschläge aus mehrjährigen Messungen schon berechnet vorliegt, würden nicht viel Raum einnehmen. In Klimaten mit vorherrschendem Schneeniederschlag im Winter begegnet die Registrierung dieser meist

---

[1]) So zerfällt z. B. die jetzt schon mehr als 170 Jahrgänge umfassende Reihe von Regenmessungen zu Padua sehr deutlich in zwei verschiedene Perioden, die jede für sich recht homogen zu sein scheint, wie folgende 10jährige Mittel dies zeigen:

Mittlere Jahressummen des Regenfalles zu Padua in Millimeter.

1725—1734	1735—1744	1745—1754	1755—1764	1765—1774	1775—1784	1785—1794	1795—1804	1805—1814	Mittel
922	733	920	952	1043	892	831	974	913	909
1815—1824	1825—1834	1835—1844	1845—1854	1855—1864	1865—1874	1875—1884	1885—1895		Mittel
665	732	816	897	843	835	837	773		800

Nach Lorenzoni ist zwischen 1815 und 1823 der früher benutzte Toaldosche Regenmesser gegen einen anderen umgetauscht worden. Die älteren Messungen mit demselben erfolgten zudem in englischen Zollen. Darin liegt wohl die Ursache der gegenwärtig kleiner gewordenen Regenmenge. Eine Änderung der Aufstellung hat auch schon in der älteren Reihe stattgefunden, ohne dass davon etwas zu merken wäre.

Zu Padua hat die Regenmenge scheinbar abgenommen. In den meisten anderen langjährigen Reihen von Messungen nimmt sie aber scheinbar zu, weil die Regenmesser später besser aufgestellt worden sind. Z. B. Mailand 1764—1813 951 mm, 1814—1838 1009 mm, 1839—1863 1059 mm: Kremsmünster 1821—1840 856 mm, 1841 bis 1860 1025 mm, 1861—1880 1033 mm.

[2]) Z. B. Verhältniszahlen Luzern: Basel 1866—1872: 1.17, 1.25, 1.25, 1.22, 1.12, 1.33 und 1.03, dann von 1873 an 1.48, 1.45, 1.55, 1.45, 1.49, 1.29, 1.61 etc.; zwischen 1872/73 zeigt sich ein Sprung.

Oder Verhältniszahlen Kronstadt, Petersburg, Schlüsselburg gegen Pawlowsk. Mittel 1878—1882 und 1883—1887: Kronstadt 0.66 und 0.66 homogen; St. Petersburg 0.92 und 0.95 ebenso; Schlüsselburg 0.73 und 0.98. Hier ist seit 1882 (wie die Einzeldaten zeigen) eine Unterbrechung eingetreten und man kann der Ursache weiter nachforschen.

schwachen Niederschlage grossen Schwierigkeiten, und kann nicht mit vollig zureichender Genauigkeit erfolgen

Die verschiedene Empfindlichkeit der verschiedenen Systeme von registrierenden Regenmessern, sowie deren verschiedene Aufstellung beeinflusst auch einigermassen die Ergebnisse, da die schwachen Niederschlage mehr oder weniger der Messung entgehen, wodurch auch die berechnete Verteilung der Niederschlage auf die einzelnen Tagesstunden etwas beeinflusst wird

Die tagliche Periode der Niederschlage ist eine ziemlich komplizierte Erscheinung Es treten im Laufe des Tages fast uberall zwei Maxima und Minima der Regenmenge ein, haufig auch deren drei Eine Zusammenstellung der bis jetzt vorliegenden Ergebnisse der Registrierungen des Niederschlages und eine darauf gegrundete Untersuchung der Erscheinung und Feststellung der allgemeinen Charakterzuge desselben ist noch nicht geleistet worden [1]) Deshalb erscheint es notwendig, hier eine etwas umfangreichere Tabelle mit dem taglichen Gang der Regenmenge an zahlreicheren Orten in verschiedenen Klimagebieten einzuschalten. Die ubersichtlichste Form der Darstellung der Regenmengen zu verschiedenen Tagesstunden gewinnt man, indem man dieselben in Bruchteilen (Tausendteilen) der Tagesmenge ausdruckt und so die ortlich sehr verschiedenen absoluten Regenmengen eliminiert, die fur den vorliegenden Zweck gleichgultig sind Um die Übersichtlichkeit zu erhohen und zugleich die Sicherheit der Daten selbst, sind die Regenmengen in zweistundige Zeitintervalle zusammengefasst worden Zu einer genauen, ganz verlasslichen Darstellung des taglichen Ganges des Regenfalles nach Stundenmitteln sind langjahrige Registrierungen notig, die nur von wenigen Orten vorliegen oder schon berechnet worden sind [2])

1 Die Haupterscheinungen des taglichen Ganges der Niederschlagsmengen. Die erste Gruppe von Orten in der Tabelle umfasst Kustenstationen in sehr verschiedenen Klimaten. Dieselben zeigen durchgangig ein nachtliches Maximum der Niederschlagsmenge und ein Minimum zwischen 10^h vormittags und 4^h nachmittags An manchen Orten tritt dazu noch ein sekundares Maximum am Nachmittag ($2-6^h$), das an den meisten Orten im Inlande das Hauptmaximum ist Hongkong und Calcutta, beide an der Grenze der Tropenzone und im Gebiete des Sudwest-Monsuns liegend, haben trotzdem einen entgegengesetzten taglichen Gang des Regenfalles Die tagliche Periode in Calcutta ist die normale fur die Tropenzone, wie die nun folgenden Orte zeigen, das Vormittagsmaximum zu Hongkong sowie das Nachmittagsminimum daselbst durfte eine ziemlich isolierte Erscheinung sein

Den verbreitetsten taglichen Gang der Niederschlagsmenge repräsentieren die Orte Katherinenburg, Pawlowsk, Berlin, Prag, Modena, Bukarest, Washington und New-York [3]) mit einem Hauptmaximum am Nachmittage und einem zweiten sekundaren Maximum in der Nacht oder in den fruhen Morgenstunden Das Hauptminimum tritt zwischen 10^h a und 2^h pm ein Man kann dies als den kontinentalen Typus des taglichen Ganges der Regenmenge bezeichnen Die Amplitude der tag-

---

[1]) Herr G Hellmann in Berlin hat aber eine umfassende Bearbeitung der vorhandenen Registrierungen des Regenfalles schon seit einiger Zeit in Angriff genommen, dieselbe durfte in naher Zeit in den Abhandlungen des kgl Preussischen Meteorologischen Institutes erscheinen

[2]) Ein zufälliger ausserordentlicher Regenfall von 40—50 mm oder daruber in einer Stunde stort noch 10jährige Mittel in sehr empfindlicher Weise

[3]) Obgleich diese beiden letzten Orte Küstenstationen sind, haben sie doch das Hauptmaximum nicht bei Nacht, vielleicht ist dies den Ostkusten eigentümlich, die ja mehr kontinentales Klima haben

Täglicher Gang des Regenfalles im Jahresmittel in Tausendteilen der Tagessumme.[1])

Ort	Offener Ozean	Valentia Irland	S. Martin de Hinx SW Frankr.	Triest	Coimbra Portugal	Tokio (1) Nipon	Sapporo Jeso	Hongkong	Calcutta	Simla	São Paulo	Batavia	San José Costarica
Jahre	—	[25]	[13*]	[3*]	[5]	[9]	[5]	[5]	[7]	[3]	[4]	[30]	[8]
Mttn.—2	**97**	88	90	**102**	82	90	80	85	50	49	57	79	14
2—4	88	**93**	100	86	87	**92**	**96**	88	71	89	53	68	10
4—6	87	**93**	**110**	85	**102**	91	95	103	65	**96**	53	71	8
6—8	86	90	**111**	73	83	81	90	**105**	71	74	43*	55	8
8—10	84	84	98	75	73	84	73	**112**	58*	71	44*	49*	7*
10—Mttg.	82	76	78	75	72*	78	75*	89	92	59*	50	62	25
0—2	77	74*	60	67*	86	74*	77	84	111	111	82	91	129
2—4	71*	75	55*	68	**94**	86	**86**	76	116	**151**	**178**	120	251
4—6	75	80	62	74	83	**86**	83	69	**120**	123	133	**133**	**292**
6—8	84	82	72	84	75*	83	82	59*	**128**	82	120	113	170
8—10	85	82	80	104	81	78	73*	70	73	47	99	82	60
10—Mttn.	84	83	84	**107**	82	77*	90	60	45*	48*	88	77	26

(1) Zeit des 135. Meridians (Kioto-Zeit.)

Ort	Irkutsk	Katharinenburg (1)	Pawlowsk b. Petersbg.	Berlin	Prag	Bern	Mailand	Alessandria	Modena	Bukarest	Tiflis	Washington	New York
Jahre	[4*]	[5*]	[13]	[12]	[20]	[8]	[5]	[4]	[3*]	[5]	[9]	[16]	[22]
Mttn.—2	**93**	79	76	76*	65	95	**100**	70	52*	67	**113**	63*	79*
2—4	88	**84**	71*	**83**	61*	81	77	**103**	65	66*	94	75	**85**
4—6	85	83	**86**	74	62	83	87	89	**95**	**83**	78	73	79
6—8	84	76	79	69	74	84	66*	83	94	82	77	76	80
8—10	81	69	70*	62*	74	78	69	67*	81	78	66	79	74*
10—Mttg.	73	67*	76	68	79	66	71	69	74*	75	63	86	81
0—2	70*	80	92	85	86	56*	81	79	92	74*	44*	86	83
2—4	75	97	**109**	105	**113**	64	83	**89**	**105**	82	74	**105**	**95**
4—6	81	**100**	95	104	109	88	81	85	**119**	**122**	74	88	91
6—8	88	99	89	**113**	93	94	91	72	67	115	104	100	90
8—10	91	89	79	83	95	**107**	90	96	78	76	105	99	85
10—Mttn.	91	77*	78	78	89	104	95	**98**	78	80	108	70	78*

(1) Die Niederschlagsmengen werden für die zweistündigen Intervalle 11 h p bis 1 h a, 1—3 etc. mitgeteilt, die obigen Mittelwerte sind daher um 1 Stunde zurück gegen die anderen.

[1]) Bei den mit * bezeichneten Orten sind die Daten einer Ausgleichsrechnung unterworfen worden.

lichen Variation ist hier viel grösser als an den eigentlichen Küstenorten, wo dieselbe mehr oder weniger geringfügig auftritt.

Den Unterschied zwischen dem täglichen Gange der Niederschlagsmenge an der Küste und im Innern des Landes zeigen am besten die beiden unter nahe gleicher Breite liegenden Orte Valentia (an der äussersten Westküste Irlands) und Kew (im Osten Englands).

Tägliche Periode des Regenfalles (Mittel 1871—1895).

	Mittn.—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mittg.	0—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mittn.
Valentia	88	**93**	**93**	90	84	76	74*	75	80	82	82	83
Kew	83	80	84	81	81	76	92	**94**	91	80	78*	80
Kew-Valentia	—5	—13	—9	—9	—3	0	18	19	11	—2	—4	—3

Von 6h abends bis 10h vormittags fällt an der Küste mehr Regen als im Inland, von Mittag bis 6h abends jedoch hat das Land (relativ) mehr Regen. Der Überschuss erscheint bezeichnender Weise auf wenige Nachmittagsstunden zusammengedrängt [1]).

Die mittlere Amplitude (Maximum—Minimum) von 9 Küstenorten (mit Washington und New-York ohne die Tropenstationen) ist etwa 30°/₀₀. Die von 11 Inlandstationen beträgt ca. 46°/₀₀, die von 6 Tropenstationen aber 129°/₀₀. In den Tropen erreicht die Tagesperiode der Regenmenge ihre grösste Entwickelung.

An manchen Orten des Inlandes zeigt sich wie an den Küsten ein vorwiegendes nächtliches Maximum der Niederschläge, so zu Irkutsk, Mailand und Alessandria und ganz besonders in Tiflis. Bern bildet einen Übergang zu den Verhältnissen der beiden oberitalienischen Orte. Man erkennt daraus, dass Lokalverhältnisse einen grossen Einfluss auf den täglichen Gang der Regenmenge haben, und dass diese Erscheinung nicht leicht unter einige einfache Gesichtspunkte gebracht werden kann [2]).

Als allgemeinstes Ergebnis der in obiger Tabelle niedergelegten Beobachtungsdaten kann ausgesprochen werden, dass die Tageszeiten der reichlichsten Niederschläge die späten Nacht- und frühen Morgenstunden, dann wieder die späten Nachmittagsstunden sind, also die kältesten und die wärmsten Tagesstunden. Die Stunden von 8^h vormittags bis 2^h nachmittags, die Tageszeit der steigenden Wärme, sind die niederschlagsärmsten Stunden. Die Beziehungen dieses Ergebnisses zu den Ursachen der Niederschläge sind recht naheliegend. Die Niederschlagsmaxima der späten Nachmittagsstunden verdanken der aufsteigenden Bewegung der Luft über den Landflächen ihre Entstehung, die nächtlichen Niederschläge der nächtlichen Abkühlung durch Wärmestrahlung einer dampfreichen, der Sättigung nahen Atmosphäre, hingegen ist die Zeit der raschesten Erwärmung der Atmosphäre von oben her durch die Sonne und von unten durch den erwärmten Boden der Niederschlagsbildung am ungünstigsten. Ein zweites Abendminimum der Niederschläge, zur Zeit, wo man gern eine herabsinkende Bewegung der Luftschichten und damit ein Trockenerwerden derselben annimmt, ist seltener zu bemerken, als man annehmen möchte.

Die vorstehende Tabelle enthält nur Mittelwerte für das ganze Jahr. Manche Orte, von denen wegen der schwierigen Registrierung der festen Winterniederschläge nur die stündlichen Regenmengen des Sommerhalbjahres (meist April bis Oktober inkl.) vorliegen, mussten deshalb ausgeschlossen werden.

---

[1]) Unerwartet ist der tägliche Gang der Niederschlagsmenge auf dem Ben Nevis. Man möchte natürlich ein nächtliches Maximum erwarten, namentlich im Winter. Aber gerade zu dieser Jahreszeit tritt das Maximum um und nach Mittag am stärksten hervor.

Täglicher Gang der Niederschläge auf dem Ben Nevis.

	Mttn.—3	3—6	6—9	9—Mttg.	0—3	3—6	6—9	9—Mttn.	Menge in cm
Winterhalbjahr	118	130	115*	137	**138**	120	126	116*	201
Sommerhalbjahr	122	125	117*	121	**132**	131	125	127	134

[2]) Irkutsk, sonst von so kontinentalem Charakter, zeigt hier die grösste Ähnlichkeit mit Valentia oder Triest. Ist dies der Einfluss des Baikalsees?

Es ist vorauszusetzen, dass im Sommerhalbjahr an den Inlandstationen das nachmittägige Maximum des Regenfalles viel stärker sich einstellen wird, als im Jahresmittel. Das ist in der That der Fall, wie folgende Beispiele zeigen:

Täglicher Gang der Regenmenge im Sommerhalbjahr.

Ort	Mttn.—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mttg.	—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mttn.
Pawlowsk [1])	53*	58	**83**	69	54*	75	104	**137**	112	99	80	76
Königsberg	73	67*	**96**	81	60*	63	**108**	86	92	95	**101**	78
Berlin (12)	62*	**73**	63	56*	63	70	93	**127**	118	**131**	76	68
Wien (11)	89	75	60*	**74**	71	62*	77	**106**	99	97	**100**	90
Hohenheim (10)	64*	69	**71**	66	61*	63	85	**116**	115	97	**116**	77

Auch im Sommer macht sich neben dem stark hervortretenden Hauptmaximum am Nachmittag und Abend (das meist zweiteilig auftritt) noch ein sekundäres Maximum in den ersten Morgenstunden bemerkbar, dem ein nächtliches Minimum (zwischen Mitternacht und 4h) vorausgeht.

Im höchsten Masse treten die Folgen der aufsteigenden Bewegung der Luft am Nachmittage in Form starker Gewitterregen im täglichen Gange der Niederschläge in den Tropen zu Tage, und namentlich in dem äquatorialen Gürtel, dessen Repräsentant in der Tabelle San José de Costarica (9° 56′ nördl. Br., 1150 m Seehöhe) ist. Hier fallen in der trockenen Jahreshälfte (im 7jährigen Mittel), vom November bis April, vormittags 36, nachmittags 183 mm, in der Regenzeit aber, von Mai bis Oktober, von Mitternacht bis Mittag bloss 106 mm, dagegen von Mittag bis Mitternacht 1634 mm! Davon entfallen auf 3—6h nachmittags 783 mm, 45 Proz. der ganzen Regenmenge, dagegen auf 3—9h am in 6 Stunden bloss [illegible] mm! Diese Zahlen geben eine lebhafte Vorstellung von dem regelmässigen Eintreten der Nachmittagsgewitter; die Vormittagsstunden von 4—9h sind dagegen das ganze Jahr hindurch fast regenlos.[2])

2. Das nächtliche Maximum des Regenfalles an den Küsten. Die folgenden Darlegungen sind geeignet, auf die Ursache der reichlichen Niederschläge der Nachthälfte des Tages an den Küsten und auf Inseln ein helleres Licht zu werfen.

Wir bemerken, dass auch an manchen Inlandorten in der Winterhälfte des Jahres bei Nacht relativ mehr Niederschlag fällt als im Sommer. So zu Kew, Berlin und besonders auffallend zu Paris. Fünfjährige Registrierungen (1890—1894) am Met. Central Bureau ergeben folgende merkwürdige Umkehrung des täglichen Ganges zwischen Winter und Sommer[3]):

Täglicher Gang des Regenfalles zu Paris.

	Mttn.—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mttg.	—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mttn.
Novemb. b. Febr.	86	96	112	**115**	101	73	53	50*	65	79	86	84
Mai b. September	57	55	53	46*	53	71	99	**138**	167	119	82	60
Sommer-Wint.	—29	—41	—59	—69	—48	—2	46	88	102	40	—4	—24

Im Winter ist der tägliche Gang des Niederschlages zu Paris rein ozeanisch, im Sommer kontinental, die relative Steigerung des Regenfalles im Sommer drängt sich auf die Stunden Mittag bis 8^h abends zusammen, die Differenzen erinnern sogleich an die früher aufgestellten Unterschiede zwischen Valentia und Kew in den Jahresmitteln. Paris stimmt im Winter mit Valentia, im Sommer mit Kew überein. Auffallend sind die grossen Amplituden im Winter wie im Sommer und die totale Umkehrung des Ganges zwischen beiden.[4])

---

[1]) Mittel für Mai bis August inkl. Bemerkenswert ist für den 60. Breitegrad das intensive Nachmittagsmaximum der Niederschläge; von Oktober bis April ist dagegen fast keine tägliche Variation der Niederschläge zu bemerken.

[2]) Im September fällt von Mittag bis Mitternacht 40mal mehr Regen als von Mitternacht bis Mittag, im Mai und Juni nahe 20mal mehr.

[3]) A. Angot, Annales du Bureau Central 1894. I. Memoires. Der Autor fasst die Regenmengen in dreistündige Intervalle zusammen, ich habe versucht, des besseren Vergleiches mit den vorhergehenden Daten wegen, dieselben auf zweistündige zu reduzieren, wobei allerdings die Amplituden vielleicht etwas zu gross ausgefallen sein mögen.

[4]) Die dreistündigen Regenmengen sind:

	Mttn.—3	3—6	6—9	9—Mttg.	0—3	3—6	6—9	9—Mttn.
November bis Februar	125	147	**164**	109	103	100*	116	136
Mai bis September	84	82	68*	99	166	**257**	160	84

Weniger entschieden, aber doch ganz bestimmt im gleichen Sınne ist die Änderung vom Winter zum Sommeı zu Kew und Beılin.

Unterschied des taglichen Ganges Sommer — Winteı

	Mttn —2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mttg	—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mttn
Kew	—13	—18	—12	—10	—16	14	26	20	8	—1	14	—12
Berlın	—28	—20	—22	—25	3	3	16	44	28	35	—14	—20
Mıttel m Parıs[1]	—22	—25	—28	—30x	—17	6	27	**46**	39	34	— 1	—18

Dıese Zahlen konnen als eın Ausdruck der jahılichen Anderung ın der Regenverteilung uber dıe Tageszeıten von Wınter zum Sommer (in Westeuropa) gelten Im Sommer nimmt dıe Regenmenge bei Tag sehr stark zu, beı Nacht, namentlıch aber ın den ersten Vormittagsstunden, nimmt dıe Regenmenge ab

Auf Grund dieses Ergebnısses konnte man wohl schliessen, dass an den Kustenstationen das nachtlıche Maxımum ın den Wıntermonaten am starksten auftıeten wird, dass es dagegen ım Sommer mehr zurucktritt Uberhaupt scheint es plausibel, anzunehmen, dass der Winter dem Auftreten der nachtlıchen Maxima des Regenfalles daselbst am gunstigsten sein durfte, weil dann dıe vom Meere auf das Land wehenden feuchten Wınde am starksten abgekuhlt werden

Die vorhandenen Beobachtungsergebnisse von Kustenstatıonen liefern aber gerade das entgegengesetzte Resultat

Unterschiede der taglıchen Perıode deı Regenmenge zwischen Sommer und Winter an den Kusten

	Mttn —2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mttg	—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mttn
						Valentıa						
Wınteı	88	**91**	84	85	81	81	81	78*	78*	81	88	84
Sommeı	91	101	**105**	100	90	69	64*	70	80	76	73	81
Dıfferenz	3	10	21	15	9	—12	—17	— 8	2	— 5	—15	—3
						Trıest						
Wınteı	84	77	73	71	70	64*	65	77	92	109	**116**	102
Sommer	**119**	106	84	61	59	66	58	57*	74	93	105	118
Dıfferenz	35	29	11	—10	—11	2	— 7	—20	—18	—16	—11	16

In Triest wıe zu Valentıa trıtt dıe nachtlıche Steıgerung der Niederschlage im Sommer[2]) entschıedener auf als im Winter, dıeselbe ist deshalb keine Erscheınung des Wınters. Die Differenz der relatıven Niederschlagsmengen zwıschen Sommer und Wınter von 10^h abends bıs 10^h vormittags betragt zu Valentıa 55, zu Triest 70 ‰, beı Tag aber von 10^h bıs 10^h zu Valentia —55, zu Triest —70 ‰

Mazelle hat gezeigt, dass in Triest in allen Beziehungen die nachtlichen Niederschlage im Sommer entschiedener auftreten als ım Winter[3])

[1]) Parıs, das halbe Gewıcht gegeben Für Kew wıe für Parıs gelten dıe Dıfferenzen für dıe Jahresabschnıtte November bıs Februar und Maı bıs August, für Berlın für volle Halbȷahre

[2]) Sommer Maı bıs August, Wınter November bıs Februar für Tııest wıe für Valentia

[3]) Das Verhältnıs der Nachtregen zu den Tagregen beträgt zu Trıest

	Wınter	Sommer	Jahr		Wınter	Sommer	Jahr
Menge	1 27	2 09	1 31	Häufigkeıt	1 13	1 40	1 15
Dauer	1 18	1 60	1 20	Intensıtät	1 08	1 30	1 09

Häufigkeıt der Regenstunden mıt Nıederschlägen von gewıssen Schwellenweıten beı Tag und beı Nacht

Intensıtät	0 1—0 9	1—1 9	2—2 9	3—3 9	4—4 9	5—5 9	6—10 9	11—20 9	>21 mm
Beı Tag	679	167	67	39	14	17	20	13	4
,, Nacht	723	202	93	54	27	22	36	11	5

Mazelle, Täglıche Perıode des Nıederschlages zu Triest Sıtzungsbeııchte deı Wıener Akad B CVI Okt 1897

Während also über dem Lande die Tagregen sich vom Winter zum Sommer steigern, nehmen sie an den Küsten ab, und dort ist gerade der Sommer die Zeit der stärksten nächtlichen Niederschläge.

Auch in Bezug auf die Häufigkeit der Niederschläge zeigt sich genau dasselbe. Die 25jährigen Registrierungen des Regenfalles zu Kew und Valentia ergeben folgendes:

Häufigkeit der Niederschläge in Tausendteilen der Gesamtdauer (nach Stunden).

	Mttn.—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mttg.	Mttg.—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mttn.
						Kew						
Winter	81	87	91	**108**	102	63*	72	81	78	78	81	78
Sommer	73*	76	**91**	74*	76	76	89	**101**	97	85	85	77
						Valentia.						
Winter	87	97	**101**	96	93	66*	69	70	75	80	81	85
Sommer	98	111	**118**	111	94	55*	59	57	65	70	79	83
						Unterschied: Sommer — Winter.						
Kew	—8	—11	0	—34	—26	13	17	20	19	7	4	—1
Valentia	11	14	17	15	1	—11	—10	—13	—10	—10	—2	—2

Die Häufigkeit der Niederschläge zeigt also genau dieselben Verhältnisse wie die Niederschlagsmenge. Im Inland (Kew) nimmt die Häufigkeit der Niederschläge bei Tage vom Winter zum Sommer um 80‰ zu, die der nächtlichen Niederschläge natürlich um ebensoviel ab. Zu Valentia an der Küste aber nimmt die Häufigkeit der Tagesniederschläge vom Winter zum Sommer um 58‰ ab, die der nächtlichen Niederschläge dagegen um dasselbe zu.

Das Ergebnis lässt sich demnach ganz entschieden dahin zusammenfassen, dass im Sommer an den Küsten die nächtlichen Niederschläge relativ an Menge und Häufigkeit zunehmen, dass also die Entstehung nächtlicher Niederschläge gegenüber jener bei Tag im Sommer eine Begünstigung erfahren muss.

Die Ursache dieser Erscheinung ist jedenfalls im folgenden zu suchen. Bei Tag ist das Land wärmer als das Meer und die vom Meere kommende Luft wird über dem Lande trockener, auch die vom Meere kommenden Niederschläge lösen sich mehr oder weniger über dem Lande auf. Daraus ergiebt sich an den Küsten eine Tendenz zu einem Vorwiegen der Niederschläge bei Nacht, wo das Meer wärmer ist als das Land, was namentlich in den frühen Morgenstunden der Fall ist. Diese Wirkung des Landes gewinnt aber im Sommer einen viel grösseren Einfluss als im Winter, die tägliche Temperaturschwankung über der Litteralzone ist im Sommer grösser als im Winter, die stärkere Erwärmung des Landes in den Nachmittagsstunden im Sommer ist der Entstehung der Niederschläge (in Meeresnähe) dann viel hinderlicher. Deshalb muss die Tendenz zu einem relativen Vorwiegen der nächtlichen Niederschläge im Sommer grösser sein als im Winter.

In Gebieten grosser Lufttrockenheit, wo die aufsteigende Bewegung der Luft in den Nachmittagsstunden nicht leicht zu Niederschlägen Veranlassung geben kann, können deshalb auch leicht die nächtlichen Niederschläge das Übergewicht erlangen.

In vielen Küstengebieten der Tropen sind nächtliche Niederschläge die vorwiegenden, so in Kamerun, Borneo, manchen Teilen von Neuguinea etc. Namentlich zur Zeit der Monsunregen ist an den Luvküsten eine Tendenz zur Verstärkung nächtlicher Niederschläge vorhanden, was in den vorstehenden Erörterungen seine Erklärung findet. Eine Bestätigung liefern die 30jährigen Registrierungen des Regenfalles zu Batavia. Aber nur zur Zeit des Höhepunktes der Monsunregen im Januar und Februar überwiegen daselbst die Nachtregen, im Dezember noch überwiegt das normale tropische Nachmittagsmaximum, das namentlich vor Beginn der Regenzeit im Oktober und November am stärksten auftritt, wo die Nachmittagsgewitter am häufigsten sind.[1])

[1]) Oktober und November haben 21 Gewittertage, und 61.4 Proz. der Gewitter treten zwischen 3—6 h nachmittags ein.

Tägliche Periode des Regenfalles in **Batavia** (30 Jahre) ‰

Monate	Mttn—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mttg	—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mttn	Menge in cm
Jan u Febr	110	107	**115**	89	68	61*	63	64	77	77	70*	99	69
Okt u Nov	40	32	25	22	13*	92	128	172	**225**	137	74	40	23

3 **Täglicher Gang der Regenhäufigkeit und -Intensität** Neben dem täglichen Gang der Regenmenge selbst kommt auch noch jener der **Häufigkeit** des Regenfalles in Betracht, der, wie man weiss, nicht völlig mit dem Gang der Regenmenge übereinstimmt Die Vergleichbarkeit der Angaben über die Häufigkeit des Regenfalles zu verschiedenen Tageszeiten leidet unter dem Umstande, dass der Schwellenwert für die Zählung der registrierten Regenstunden verschieden angenommen wird (Pawlowsk z B 0 01 mm, an den englischen Observatorien 0 001 Zoll = 0 025 mm, d i $2^1/_2$ mal so gross[1]) Dadurch werden nicht bloss die Angaben über die mittlere Intensität des Regenfalles zu verschiedenen Tagesstunden beeinflusst, sondern auch der tägliche Gang desselben, sowie jener der Regenfrequenz, weil die Stunden mit sehr schwachen Regen nicht gleichmässig über den Tag verteilt sind Aus diesem Grunde und weil ein näheres Eintreten auf den täglichen Gang der Regenhäufigkeit grösstenteils doch nur eine Wiederholung schon oben mitgeteilter Befunde sein würde, kann hier der tägliche Gang der Regenhäufigkeit nur ganz kurz behandelt werden.

Einige Beispiele für den täglichen Gang der Regenwahrscheinlichkeit mögen genügen.

Täglicher Gang der Regenwahrscheinlichkeit [1])

Stunde	Mttn—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mttg	—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mttn
						Pawlowsk						
Jahr	22	2[illegible]	**28**	27	21	21	21	20	19*	20	21	21
						Potsdam						
Winterhalbj	12	13	13	**14**	13	12	11	11	11	11	12	12
Sommerhalbj	09	09	10	10	09*	10	11	**11**	11	10	10	09
						Paris						
Winterhalbj	10	10	12	**12**	11	09	08	09	09	10	10	10
Sommerhalbj	07	07	07	07	06*	07	09	**10**	10	08	07	07
						Wien						
Sommerhalbj	08	07	07	07	06*	07	07	07	08	08	**09**	08
						Triest						
Jahr	**10**	10	08	08	08	07*	08	08	08	08	09	09
						Calcutta						
Regenzeit	21	24	**26**	25	21*	26	36	**39**	35	28	21	18*

Wegen der verschiedenen Schwellenwerte der Regenstunden und der verschiedenen Empfindlichkeit der Registrierapparate sind die absoluten Werte der Regenwahrscheinlichkeiten in obiger Tabelle nicht streng vergleichbar, sie sollen nur den täglichen Gang demonstrieren Das Maximum der Regenwahrscheinlichkeit fällt in unseren Klimaten durchschnittlich auf die Nacht- und frühen Morgenstunden, im Sommer allerdings auf den Nachmittag oder Abend (Wien) Die kleinste Regenwahrscheinlichkeit haben im Winter die ersten Nachmittagsstunden, im Sommer die Vormittagsstunden 10h bis Mittag

Zu Calcutta haben die Nachmittagsstunden von Mittag bis 6h die grösste Regenwahrscheinlichkeit, die späten Abendstunden und Vormittagsstunden die kleinste, ein zweites Maximum von 4—6h am tritt bestimmt hervor Die Regenwahrscheinlichkeit der Nachmittagsstunden ist während der Regenzeit (Juni bis Oktober) sehr gross

Der sehr charakteristische tägliche Gang der Regenwahrscheinlichkeit zu San Jose de Costarica im **Jahresmittel** mag hier noch Platz finden

	Mttn—3	3—6	6—9	9—Mttg	0—3	3—6	6—9	9—Mttn
San Jose (Jahr)	10	08	02*	05	17	**27**	24	14

[1]) Zahl der registrierten Regenstunden, dividiert durch die Gesamtzahl der Stunden des gleichen Zeitabschnittes.

4. Regenhäufigkeit und Regenmenge. Würde die Intensität der Niederschläge keine tägliche Periode haben, also jede Regenstunde im Mittel gleichviel Regen liefern, so müsste der tägliche Gang der Regenhäufigkeit mit dem täglichen Gange der Regenmenge vollkommen parallel gehen. Wenn wir demnach die Regenhäufigkeit der einzelnen Tagesstunden in Bruchteilen der Zahl der Regenstunden des ganzen Tages ausdrücken, wie das vorhin ebenso mit den Regenmengen geschehen ist, so müssten am gleichen Orte diese Zahlen vollkommen übereinstimmen. Wenn dies aber nicht der Fall ist, so deutet dies an, dass die Intensität der Niederschläge, die Regenmenge, die eine Stunde liefert, einen täglichen Gang hat. Wenn wir die Regenmengen von den Regenhäufigkeiten abziehen, was thunlich ist, wenn wir sie auf gleiches Mass gebracht (in pro mille der Tagesmengen ausgedrückt) haben, so geben uns die Differenzen auch ein Bild des täglichen Ganges der Regenintensität.

Wenn man die Differenzen des täglichen Ganges der Regenhäufigkeit und der Regenmengen für mehrere Orte bildet, so bemerkt man bald, dass dieselben eine grosse Übereinstimmung zeigen, so dass es gestattet ist, zur Vereinfachung Mittelwerte aus denselben zu bilden. Indem wir dies für die Orte Pawlowsk, Berlin Valentia, Kew, Wien, Hohenheim, Calcutta gethan haben[1]), ergaben sich folgende Differenzen (ausgeglichen):

Täglicher Gang: Regenhäufigkeit — Regenmenge (°/₀₀).

Mttn.—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mttg.	0—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mttg.
5	9	**12**	11	8	2	—6	—11	—13*	—12	—6	1

Die Regenhäufigkeit ist demnach relativ in der Nacht grösser als am Tage, das Maximum fällt auf 4—6^h morgens, das Minimum auf 4—6^h abends; den umgekehrten täglichen Gang muss demnach im Mittel die Intensität der Regenfälle (die mittlere Regenmenge einer Stunde) haben.

Bebber giebt übersichtliche Tabellen der Häufigkeit, mit welcher die Maxima und Minima auf die zweistündigen Intervalle sich verteilen, für Regenmenge, Regenhäufigkeit und für die Regendichte. Wir entnehmen denselben in Kürze nur folgende Daten:

Tägliche Periode der Regenhäufigkeit.

Eintritt der Maxima. In mittleren Breiten treten die Maxima der Regenhäufigkeit zumeist ein von 4—8h vormittags (ca. 1/3 aller Maxima), dann nachmittags von 2—8h (das zweite Drittel rund). In niedrigen Breiten treten die Maxima am häufigsten von 4—6h nachmittags ein. Eintritt der Minima: In mittleren wie in niedrigen Breiten treten dieselben übereinstimmend ein von 0—2h vormittags und nachmittags, also nach Mitternacht und Mittag, genauer vielleicht von 10h bis Mittag und von 10h bis Mitternacht.

5. Stündliche Intensität der Niederschläge. Von den durchschnittlichen Regenmengen, die eine Regenstunde in verschiedenen Klimaten liefert, können nur einige Beispiele gegeben werden.

Mittlere Regenmenge einer Regenstunde (Millimeter).

	Mttg.—3	3—6	6—9	9—Mttg.	0—3	3—6	6—9	9—Mttn.	Mittel
Potsdam, Winterhalbjahr	0.88	0.84	0.81*	0.83	0.84	0.82	**0.91**	0.85	0.85
„ Sommerhalbjahr	1.23	1.13*	1.24	1.21	1.84	**2.54**	1.73	1.34	1.53
Wien, Sommerhalbjahr	1.20	0.97*	1.09	0.99	1.13	1.27	1.39	**1.40**	1.19
Triest[2]), Jahr	2.19	2.12	1.83*	2.27	1.89	2.10	2.12	**2.35**	2.11
New York, „	1.27	1.18*	1.23	1.28	1.37	**1.38**	1.36	1.22	1.29
Hongkong, „	2.23	2.05*	2.37	**2.81**	2.79	2.60	2.51	2.03*	2.43
San José „	0.63	0.39*	1.22	1.20	2.25	**3.13**	2.20	0.77	1.88

[1]) Es ist bemerkenswert, dass trotz des verschiedenen jährlichen Ganges der Regenmengen zu Valentia und Kew die Differenzen Regenhäufigkeit — Regenmenge einen sehr übereinstimmenden Gang zeigen. Manche Orte stimmen aber allerdings nicht ganz mit obigem Schema.

[2]) Mazelle hat seiner Berechnung der Intensität die wahre Dauer der Niederschläge zu Grunde gelegt, deshalb sind die Zahlen relativ höher als die anderen. Ohne Rücksicht auf die wahre Dauer ist das Jahres-

Die Intensität der Niederschläge ist vormittags im allgemeinen am geringsten, nachmittags und abends am grössten [1]).

Nach Bebber treten die Maxima der Regendichte in mittleren Breiten überwiegend von 2—4ʰ nachmittags ein, etwa die Hälfte aller Maxima entfallen auf die 4 Stunden 2—6ʰ nachmittags. Die Minima treten entschieden am häufigsten von 4—6ʰ morgens ein (die Hälfte aller Fälle kommt ca. auf 2—6ʰ morgens).

2. Die jährliche Periode des Regenfalles.

A. Methode der Darstellung derselben. Wegen der grossen Veränderlichkeit der Niederschlagsmengen nach den Jahrgängen und der daraus resultierenden Unsicherheit der Mittelwerte von kleineren Jahresabschnitten, als es die Monate sind, werden fast nur die Monatsmittel zur Grundlage der Untersuchungen über den jährlichen Gang des Regenfalles benutzt. Nur wo sehr lange Beobachtungsreihen (über 50 Jahre mindestens) vorliegen, lohnt es sich, die Pentadenmittel zu einer genaueren Darstellung der Jahresperiode des Niederschlages zu verwenden. Mittel für Dekaden eignen sich schon etwas besser dazu, solche findet man namentlich in den Publikationen der italienischen und argentinischen meteorologischen Zentralstellen [2]).

Was von den Regenmengen eben bemerkt wurde, gilt auch von den Niederschlagstagen, mit dem Zusatze, dass die Veränderlichkeit der Mittel derselben geringer ist, als die der Regenmengen selbst [3]). Die Niederschlagstage würden sich daher in dieser Hinsicht zu einer genaueren Darstellung der jährlichen Niederschlagsperioden besser eignen, als die Regenmengen, wenn nicht die unvermeidliche Ungleichheit in der Zählung der Tage mit Niederschlag diesen Vorteil nicht nur völlig aufwiegen, sondern sogar ins Gegenteil verkehren würde. Selbst wenn eine völlige Einigung aller Beobachter (nicht bloss jener der Beobachtungsnetze) über

---

mittel 1.4 mm (statt 2.3). Für den Sommer ergiebt sich eine wahre mittlere stündliche Niederschlagsmenge von 4.3 mm, für 10—12 h sogar 6.9 mm. Für Hongkong ist dagegen das Maximum während der Regenzeit selbst nur 4.5 mm, 8—9 h a. m. (Juni bis August), weil nicht die wahre Dauer der Niederschläge der Berechnung zu Grunde liegt. San José mit wahrer Dauer gerechnet giebt auch nur 2.54 im Mittel, es regnet dort in manchen Monaten ganz schwach nach Art unserer Landregen, mit 0.1 mm pro Stunde. Welche stündliche Intensität mögen die Regen in Cherrapungi haben?

1) Näheres über tägliche Perioden des Regenfalles: Calcutta: H. Blanford, Indian Met. Memoirs Vol. IV. Nr. 2. — Calcutta und Simla: Hann, Met. Z. 1889. S. 110. — Wien: Hann, ebenda S. 221. — Hongkong, ebenda S. 350. — Ben Nevis: Met. Z. 1895. S. 183. — San José: Met. Z. 1896. S. 117. — Berlin: Met. Z. 1897. S. 209. — Washington und New York: Met. Z. 1892. S. 480. — Pawlowsk: C. Goodmann, Niederschlagsverhältnisse von Pawlowsk. Rep. f. Met. XV. Nr. 6. 1892. — Basel: A. Riggenbach, Ergebnisse 7 jähriger Niederschlagsregistrierungen. Karlsruhe 1898. — Mailand: E. Pini, Andamento annuale e diurno della Pioggia nel clima di Milano. Publ. R. Osservatorio di Brera. Nr. XXXVII. 1891. — R. H. Scott, On the Diurnal Range of Rainfall of the seven Observatories etc. 1871—1880. Quarterly Weather Report. Appendix II. — Prag: Kreil, Klimatologie von Böhmen. Wien 1865, und F. Augustin, Sitzungsberichte der kgl. Böhmischen Gesellschaft der Wissenschaften 1882. Met. Z. XVII. S. 243. — Zechen: G. Hellmann, Met. Z. XI. 1876. S. 21. — Potsdam: Sprung. Berliner Zweigverein der Deutschen Met. Gesellschaft XVI. 1899. — Triest: Mazelle's früher. — Bern: Forster, Schweiz. Meteorologische Beobachtungen 1873. — Die tägliche Periode der Niederschläge wird sehr eingehend und allgemein behandelt von v. Bebber im Archiv d. Deutschen Seewarte, 1895, Nr. 3 unter dem Titel „Vergleichende Regenmessungen an der Deutschen Seewarte.“

2) G. Lorenzoni hat aus den Regenmessungen zu Padua 1725—1871 die mittleren Niederschlagsmengen für die 36 Dekaden berechnet, dieselben zeigen aber trotz der 147 Jahrgänge noch einen sehr unregelmässigen Gang, während die Monatsmittel einen gut ausgeprägten klaren Verlauf nehmen. Sulle osserv. udometriche eseguite in Padova dal 1725—1871. Padova 1873.

3) Die Veränderlichkeit der Zahl der Tage mit Niederschlag hat Wild berechnet. Regenverhältnisse des russischen Reiches. Repert. f. Met. Supplementband.

einen bestimmten Schwellenwert für die Zählung der Niederschlagstage zu erreichen wäre, müsste derselbe, um vergleichbare Zahlen zu erlangen, so gross (über 0·5 mm) gewählt werden, dass dadurch die Daten aus verschiedenen Klimagebieten doch wieder unvergleichbar würden, weil die schwachen Regen der höheren Breiten dann nicht mitsprechen könnten.[1]) Man wird daher doch stets vorziehen müssen, die jährlichen Regenperioden auf Grund der gemessenen Regenmengen zu untersuchen. Die Regenmengen sind ja zudem doch das wichtigere meteorologische Element, wenngleich die Zugabe der Anzahl der Niederschlagstage als eine wesentliche Ergänzung betrachtet werden muss.

Die Monatssummen der Niederschläge werden überall für die bürgerlichen Monate gebildet, also für Zeitabschnitte von ungleicher Dauer. Das ist gleichgiltig für die praktischen Zwecke der Regenmessungen, nicht aber für theoretische Untersuchungen.

Einer genauen Darstellung der jährlichen Regenperiode sollten Mittelwerte für gleiche Zeitabschnitte zu Grunde gelegt werden. Bei Verwendung der Mittelwerte der bürgerlichen Monate tritt namentlich der Februar störend auf mit seinen 28 Tagen gegen die 31 der Nachbarmonate, er ist fast um ein $1/9$ kürzer als diese.

Um diesen Übelstand zu vermeiden, haben Quetelet und Kreil die mittlere Regenmenge für den Monatstag berechnet. Diese Grösse kann man in der That einer strengen Untersuchung des jährlichen Ganges zu Grunde legen. Woeikof ist diesem Beispiele gefolgt.[2]) Aber die Berechnung ist etwas mühsam, die derart erhaltenen Zahlen sind zu klein, müssen auf zwei Dezimalen berechnet werden, sind deshalb wenig übersichtlich und entbehren zu sehr einer leicht fasslichen Bedeutung. Deshalb hat dieser Vorgang wenig Nachfolger gefunden.

Wenn man annimmt, dass im vieljährigen Mittel jedem Tage eines bestimmten Monates die gleiche mittlere Regenmenge zukommt, kann man die Regenmengen für Monate von gleicher Länge berechnen. Renou reduziert derart die Mengen auf Normalmonate von 30·4 Tagen; H. Meyer nimmt Monate von 30 Tagen. Man multipliziert zu diesem Behufe die Regenmenge des Februar mit dem Faktor 1·071 (vergrössert sie um 7 Proz.), die der Monate mit 31 Tagen hingegen mit dem Faktor 0.968 (verkleinert sie um 3 Proz.). Die Jahressumme, Summe von 12 solchen Monaten, stimmt dann natürlich nicht mit der wirklichen Jahresmenge des Niederschlages.

A. Angot hat einen korrekten und dabei sprechenden und sehr bequemen Ausdruck für die Verteilung der Regenmengen auf die verschiedenen Monate aufgestellt. Wird die Regenmenge eines Monates in Prozenten (oder Tausendteilen) der Jahressumme ausgedrückt, so vergleicht man diesen Prozentsatz mit jenem, der diesem Monate im Verhältnis zu seiner Länge zukommen würde, wenn der Regen ganz gleichförmig über das Jahr verteilt wäre. Die Differenz zwischen beiden (thatsächlich gleichförmigen) Grössen nennt Angot den relativen Excess des Regenfalles (in Prozent oder per Mille) des Monates. Die Monate mit positiver Differenz sind nasse Monate, die Monate mit negativer Differenz sind trockene Monate. Bei gleichförmiger Regenverteilung (jeden Tag ein Regenfall = Jahresmenge: 365)

[1]) Bei Schwellenwerten unter 0.5 mm werden die Daten wegen der bei verschiedenen Regenmessern in verschiedenem Betrage auftretenden Benetzungsverluste, dann wegen der in verschiedenen Klimagebieten verschiedenen Verdunstungsverluste und endlich nicht zum wenigsten wegen der verschiedenen Sorgfalt der Beobachter in der Messung der kleinsten Niederschläge unvergleichbar.

[2]) Woeikof, Distribution des pluies en Russie. Wild, Rep. f. Met. B. I. 1870.

kamen auf die Monate mit 31 Tagen 85 Tausendteile der Jahressumme, auf jene mit 30 Tagen deren 82 und auf den Februar 77. Die Differenz der beobachteten relativen Mengen gegen diese Zahlen giebt sofort, ohne jede mühsamere Rechnung, den relativen Excess des Regenfalles (écart pluviométrique relatif), unabhängig von den verschiedenen Längen der Monate und den verschiedenen absoluten Regenmengen verschiedener Orte.

Man kann aber auch statt der Differenzen die Quotienten bilden und erhält dann das Verhältnis der wirklich gemessenen mittleren Regenmenge eines Monates zu jener, welche diesem Monate bei einer ganz gleichförmigen Regenverteilung über das Jahr zukommen würde. Angot nennt diesen Quotienten den relativen pluviometrischen Koeffizienten. Ist derselbe grösser als 1, so ist der Monat relativ nass, ist er kleiner als 1, trocken. Diese Quotienten sind unbequemer zu berechnen und als kleine Zahlen weniger übersichtlich, aber sie haben eine klarere Bedeutung. Ist z. B. der „relative pluviometrische Koeffizient" 0.50, so giebt dies sogleich zu erkennen, dass in dem betreffenden Monate nur halb so viel Regen fällt als demselben beim völligen Fehlen einer jährlichen Periode (d. i. bei gleichmässiger Verteilung) des Regenfalles zukommen würde [1]).

Z. B. Zu Wien fällt im 50jährigen Mittel eine Niederschlagsmenge von 34 mm im Februar und 70 mm im August, die Jahressumme ist 618 mm. Es entfallen demnach auf den Februar 55, auf den Juli 113‰ der Jahresmenge. Würden die beiden Monate aber gleich lang sein, dann hätte der Februar 34 × 1.071 = 36.4 mm, der August nur 70 × 0.968 = 67.8 mm. Diesen „reduzierten Monatssummen" entsprechen jetzt 59‰ für den Februar und 110 für den August, während der Unterschied früher 58‰ war, ist er jetzt nur 51‰, erheblich geringer.

Der Angotsche relative Excess des Regenfalles ist im Februar 55 — 77 = —22, im August 113 — 85 = +28, der relative pluviometrische Koeffizient dagegen ist im Februar 55 : 77 = 0.71, im August 113 : 85 = 1.33, ersterer Monat ist trocken, letzterer nass.

Die nachfolgende kleine Tabelle enthält die verschiedenen oben erörterten Darstellungen der jährlichen Regenperiode für Wien.

Jährliche Periode des Regenfalles zu Wien nach 50jährigen Messungen (1846—1895)

Jan	Febr	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug	Sept	Okt	Nov	Dez	Jahr
Mittlere Regenmengen nach den Messungen (mm)												
36	34*	44	49	66	**74**	68	**70**	43	49	43	42	618
Gemessene Regenmenge pro Monatstag (mm)												
1.16*	1.24	1.42	1.63	2.13	**2.47**	2.19	2.26	1.43	1.58	1.43	1.35	1.69
Reduzierte Monatssummen (auf je 30 Tage)												
35*	36½	42½	49	64	**74**	67	68	43	47	43	40½	—
Monatssummen in Tausendteilen der Jahressumme (nach den Messungen)												
58	55*	71	79	107	**120**	110	**113**	70	79	70	68	1000
Relativer Excess des Regenfalles												
—27*	—22	—14	—3	22	**38**	25	28	—12	—6	—12	—17	—
Verhältnis gemessene Regenmenge zu gleichförmiger												
0.68*	0.71	0.84	0.97	1.26	**1.46**	1.29	1.33	0.85	0.93	0.85	0.80	—

Bei Berücksichtigung der ungleichen Länge der Monate wird der Januar der regenärmste Monat und das Junimaximum kommt stärker zur Geltung [2]).

---

[1]) A. Angot, Régime des pluies de la péninsule Ibérique. Annales du Bureau Central mét. 1893. T. I. Hier sind die Differenzen zur Darstellung der jährlichen Regenperiode benutzt. — A. Angot, Régime des pluies de l'Europe occidentale. Annales 1895. T. I. In dieser Abhandlung hat der Autor die Quotienten im obigen Sinne verwendet.

[2]) Man sieht, dass die Regenmengen, die auf gleich lange Monate entfallen, nur sehr wenig abweichen von den in den bürgerlichen Monaten gemessenen, viel weniger, als die Unterschiede zwischen Mittelwerten aus verschiedenen Jahresperioden betragen. Folgende Beobachtungsergebnisse zeigen dies sehr deutlich.

Als zweites Beispiel in kürzerer Form mag eine äquatoriale Station dienen mit zwei Regenzeiten und einem regenreichen Februar.

Libreville, 0° 23′ nördl. Br. (6 Jahre.) Küste von Westafrika.

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
					Mittlere Regenmenge nach den Messungen.								
a	156*	225	**350**	**361**	128	7	4*	21	96	379	**448**	208	2383
					Reduzierte Monatssummen.								
b	151*	241	339	**361**	124	7	4*	20	96	367	**448**	201	(2359)
					Jährlicher Gang in Tausendteilen der Jahressumme.								
a	66*	95	146	**151**	54	3	2*	9	41	158	**188**	87	—
b	64*	102	144	**152**	53	3	2*	9	41	155	**190**	85	—
					Relativer Excess des Regenfalles (nach Angot).								
a	—19*	18	61	**69**	—31	—79	—83*	—76	—41	73	**106**	2	—

In diesem Falle macht sich die Ungleichheit der Monate schon auffallender bemerkbar. Die Anwendung der Angotschen Darstellung der jährlichen Regenperiode aber eliminiert dieselbe in bequemster Form und liefert einen sehr anschaulichen Ausdruck für dieselbe. Die Ungleichheit der beiden Maxima des Regenfalles fällt stärker in die Augen als in den Relativzahlen selbst.

B. Jährliche Periode der Regenwahrscheinlichkeit. Durch die Berechnung derselben wird gleichfalls die Ungleicheit der Länge der Monate eliminiert, und man erhält zugleich für klimatologische Untersuchungen sehr wertvolle Daten. Leider wird vielfach davon Abstand genommen, neben den Regenmengen auch die mittlere Zahl der Regentage pro Monat mitzuteilen, oder dieselbe wird nur in runder Zahl angegeben (die erste Dezimale ist hier noch von Bedeutung). Die Hindernisse, welche strenger vergleichbaren Angaben der mittleren Regenwahrscheinlichkeit entgegenstehen, sind früher erörtert worden. Hier muss von der Mitteilung von Beispielen abgesehen und auf die Klimatologie verwiesen werden.[1])

C. Säkulare Änderungen der jährlichen Periode der Niederschläge. Eine derartige Änderung lässt sich aus einer Vergleichung der Ergebnisse älterer und neuerer Niederschlagsmessungen nicht konstatieren. Die Unterschiede sind nicht grösser, als sie den bekannten unperiodischen Schwankungen der Monatsmengen des Niederschlages entsprechen. Ein paar Beispiele mögen als Nachweis dafür genügen.

Jährliche Periode der Niederschläge im 18. und im 19. Jahrhundert zu Mailand und Charleston (Amerika).

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr cm
						Mailand.							
1765—1784	61*	63	66	80	**103**	85	70*	89	90	**115**	96	82	90
1865—1884	48*	48	76	**108**	**102**	89	58*	93	96	**100**	**104**	78	96
						Charleston U. S.							
1738—1759	49	**65**	63	40*	74	105	135	**159**	124	69	48*	69	115
1841—1860	58	55	**91**	39*	84	91	139	**166**	110	55	44*	67	106

Mittlere Regenmengen von Wien aus verschieden langen Beobachtungen abgeleitet. 1846—1895.

Zahl d. Jahre	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
20	34	30*	34	45	61	**75**	62	**75**	44	43	40	30*	573
30	35	31*	39	42	62	68	65	**74**	43	45	43	39	586
40	34*	34	43	44	**69**	67	67	**74**	43	48	45	42	610
50	36	34*	44	49	66	**74**	68	70	43	49	43	42	618

Mit Rücksicht auf die grossen Schwankungen der Mittelwerte legt man weniger Gewicht auf die Ungleichheit der Länge der Monate und berücksichtigt dieselbe meist nicht bei Ableitung der jährlichen Periode. Die Vergleichbarkeit der Zahlenweite für verschiedene Stationen wird überdies davon wenig berührt. Zudem kann man die Ungleichheit durch die Berechnung der jährlichen Periode nach Angot leicht unschädlich machen.

[1]) Die schöne Sammlung von Köppen im „Globus“ wurde schon früher citiert.

Die Unterschiede dieser je um ein Jahrhundert von einander abliegenden Beobachtungsergebnisse gestatten den Schluss, dass eine säkulare Änderung der jährlichen Regenperiode weder in Europa noch in Amerika angenommen werden darf.[1])

D. Die Haupttypen der jährlichen Regenperioden. Verteilung der jährlichen Niederschlagsmenge auf die 12 Monate. In der folgenden Tabelle findet man die hauptsächlichsten Typen der jährlichen Regenperioden durch Beispiele erläutert. Vor dem Eintreten auf eine Erörterung derselben ist es aber nötig, die hauptsächlichsten Ursachen der Kondensation des atmosphärischen Wasserdampfes in Form von Regen (oder Schnee) noch einmal ins Auge zu fassen.

Die Niederschläge als Folge einer Vermischung feuchter Luftmassen von verschiedener Temperatur sind so wenig ergiebig, dass sie ausser Betracht kommen, die Niederschläge als Folge einer Erkaltung der Luft und namentlich der Wolken an ihrer oberen Grenzfläche durch Wärmeausstrahlung können hier gleichfalls unberücksichtigt bleiben. Die Hauptursache einer ausgiebigen Verdichtung des Wasserdampfes der Luft ist deren Abkühlung durch Ausdehnung infolge eines Aufsteigens derselben, wobei sie unter niedrigeren Druck kommt und sich dementsprechend ausdehnt und (dynamisch) abkühlt. Der Veranlassungen zu einem Aufsteigen von Luftmassen in grosserer Ausdehnung giebt es dreierlei.

1. In dem Gürtel höchster Erwärmung der ganzen Atmosphäre, im Aquatorialgebiet, befindet sich die Luft das ganze Jahr hindurch in einer mehr oder minder ständigen aufsteigenden Bewegung, welche den Ursprung der grossen Zirkulationsströmungen der Atmosphäre bildet. Diese aufsteigende Bewegung ist unter jenen Breitekreisen am lebhaftesten, welche die Sonne am Mittag ganz oder nahe am Zenit haben, sie ist am schwächsten, wenn die Sonne dem Zenit am fernsten bleibt. Der Zenitstand der Sonne tritt für alle Orte zwischen den Wendekreisen zweimal ein, aber nur in der näheren Umgebung des Äquators bis zu 10 oder 12° Breiteabstand von demselben liegt zwischen den beiden Zenitständen ein genügender Zeitraum, dass die Wirkungen oder Folgen desselben deutlich getrennt zur Erscheinung kommen. Diesen Erdgürtel zwischen ca. 10° nördl. und 10° südl. Br. wollen wir den äquatorialen Gürtel nennen. In demselben sind im allgemeinen doppelte Regenzeiten zu erwarten und zwar um die Zeit der Zenitstände der Sonne, die Trockenheit wird am grössten sein, wenn die Sonne in der anderen Hemisphäre am Wendekreis steht.

Ausserhalb der äquatorialen Zone bis zu und noch etwas über die Wendekreise hinaus ist die Tendenz zu aufsteigenden Luftbewegungen auch beim jeweiligen Zenitstande der Sonne am grössten. Die Regen fallen um diese Zeit am reichlichsten, und bilden die einfache tropische Regenzeit. Die einfache Trockenzeit dauert länger als in der äquatorialen Zone, weil die Zwischenzeit von einem Zenitstand der Sonne zum nächsten hier einen grösseren Teil des Jahres umfasst.

---

[1]) Charles Schott hat den jährlichen Gang der Niederschläge zu Charleston auch durch Sinusreihen dargestellt. Dieselben sind (die Koëffizienten sind englische Zoll):

Charleston	1738–1759	3.76 + 1.93 sin (239 + x) + 1.16 sin (20 + 2x)
	1841–1861	3.49 + 1.59 sin (213 + x) + 1.19 sin (14 + 2x)
Ch. Hafen	1842–1859	3.19 + 1.77 sin (247 + x) + 1.77 sin (22 + 2x)

Die letzte Reihe ist beigefügt, um zu zeigen, dass zwei ganz benachbarte Orte zur selben Periode Differenzen im jährlichen Gang zeigen können von derselben Grössenordnung, wie sie zwischen den um ein Jahrhundert von einander abstehenden Beobachtungsergebnissen bestehen. Ch. Schott, Rain tables II. Ed. S. 196. — Mailand habe ich berechnet nach den Tabellen bei Pini. Andamento annuale etc.

Die Erwärmung der grösseren Landflächen in den Tropen und den unmittelbar angrenzenden Gebieten im Sommer der betreffenden Hemisphäre ruft andauernde Seewinde hervor, welche über dem erwärmten Lande aufsteigen und Niederschläge erzeugen. Diese periodisch eintretenden Winde heissen Monsune und ihre Niederschläge kann man als Monsunregen bezeichnen. Dieselben folgen auch dem Zenitstande der Sonne und bewirken deshalb keine grössere Abweichung von dem System der anderen tropischen Regen; nur soweit sie noch in das äquatoriale Gebiet hineinreichen, stören sie das Auftreten doppelter Regenzeiten, die dann zu einer einzigen verschmelzen, mit einem Höhepunkt zwischen den beiden Zenitständen. Die übrige Zeit des Jahres ist dagegen viel trockener als unter gleichen Breiten ausserhalb des Gebietes der jahreszeitlich wechselnden Monsune.

2. Ausserhalb der Tropenzone findet eine aufsteigende Bewegung grösserer Luftmassen hauptsächlich in den grösseren oder kleineren atmosphärischen Wirbeln statt, welche hier häufig entweder (und zwar zumeist) als Folge-Erscheinungen der atmosphärischen Zirkulationsströmungen, oder im Sommer auch als Folge ungleicher örtlicher Erwärmung auftreten und dann mit den allgemeinen atmosphärischen Strömungen fortziehen. Solche Wirbel fehlen in der Äquatorialzone und sind auch noch ausserhalb derselben bis und noch etwas über die Wendekreise hinaus seltene Erscheinungen.

Die grossen atmosphärischen Wirbel sind in den Wintermonaten der aussertropischen Breiten am häufigsten, ihre Niederschläge kommen hauptsächlich den Ozeanen sowie den Küsten und westlichen Randgebieten der Kontinente zu, während diese selbst, wegen ihrer niedrigen Temperatur in den höheren Breiten und der damit verbundenen Armut an Wasserdampf, viel weniger Niederschläge auf diesem Wege erhalten. Die niedrige Temperatur macht sie zudem zu Gebieten hohen Luftdruckes, welche das Eindringen der Luftwirbel mehr oder weniger hemmen.

Im Sommer dagegen tritt vielfach örtlich und an verschiedenen und wechselnden Stellen höhere Erwärmung ein, welche zur Entstehung kleinerer Luftwirbel und aufsteigender Luftbewegung Veranlassung giebt, welche bei dem nun grösseren Wasserdampfgehalt der Luft ausgiebige Niederschläge oft in Form von Gewitterregen zur Folge hat. Hat sich örtlich eine excessiv hohe Temperatur eingestellt, so dringt unten die kältere Luft der nächsten Umgebung in den erwärmten Raum ein, und hebt die warme Luft wie ein Keil in die Höhe, die sich dabei abkühlt und Gewitterregen fallen lässt. Diese Niederschläge hat man früher mit Unrecht als Niederschläge infolge Mischung kalter und warmer Luftströmungen angesehen.

Aus diesem Grunde haben die Kontinente der mittleren und höheren Breiten hauptsächlich Sommerregen und in ihrem Innern trockene Winter. Auf den Kontinenten fällt deshalb der meiste Regen bei höchstem Sonnenstande, so dass auf den Landflächen fast überall vom Äquator bis zu den höchsten Breiten die Regen der Sonne folgen. Von den Ozeanen und Küstensäumen abgesehen, sind also die Sommerregen überhaupt die vorherrschenden.

Auf den aussertropischen Ozeanen herrschen hingegen die Niederschläge des Winterhalbjahres vor. Die Häufigkeit atmosphärischer Störungen (Wirbel) ist dann am grössten, denn die Luft bleibt feucht genug zu reichlichen Niederschlägen. Auch die nächtliche Abkühlung der Wolkendecken durch Wärmeausstrahlung kann hier oft zu Niederschlägen Veranlassung geben. Dagegen ist eine Entstehung lokaler Wärmeherde im Sommer, wie sie über dem Lande Platz greift und zu häufigen lokalen Niederschlägen (Gewitterregen) Veranlassung giebt, über den Ozeanen ausgeschlossen.

Es giebt aber ausserdem noch ein Winterregengebiet, welches auch grossere Teile der Kontinente in sich einschliesst. Es ist dies das subtropische Gebiet der Winterregen, etwa zwischen 28 und 40° Breite. Dasselbe beschrankt sich aber auf die Westseiten der Kontinente, denn die Ostseiten haben unter diesen Breiten Monsunwinde und dementsprechend Sommerregen. Die Regenlosigkeit des Sommers in diesen subtropischen Gebieten ist im wesentlichen eine Wirkung der grossen atmospharischen Luftzirkulation zwischen dem aquatorialen Gebiet und den hoheren Breiten. Die Luft, die in ersteren aufsteigt, kommt an der Grenze der Tropenzone jenseits der Wendekreise zum grosseren Teile wieder herab, erzeugt daselbst einen mehr oder minder vollstandigen Ring hoheren Luftdruckes (auf einer ganz ozeanischen Erde wurde er auf beiden Hemispharen gleichmassig entwickelt und geschlossen sein, d. h. um die ganze Erde herumlaufen), von dem unten die Passate ausgehen, die wieder dem aquatorialen Gurtel zustromen [1]). Sowie aufsteigende Luft sich abkuhlt, feucht wird und Niederschlage liefert, so erwarmt sich umgekehrt herabsinkende Luft, wird trockener und verhindert Niederschlage, auch wenn ortlich an der Erdoberflache Veranlassung dazu gegeben ware. Denn die warme Luft in der Hohe lost entstehende Niederschlage wieder auf. Deshalb hat das Grenzgebiet zwischen den Tropen und den gemassigten Zonen, die Subtropenzone, im allgemeinen wenig Niederschlage, wo nicht stark erwarmte Kontinente an ihrer Ostseite kraftige Seewinde, Monsune, hervorrufen (die Grunde des Fehlens derselben an der Westseite konnen erst spater erortert werden). Wenn aber im Winter die Zone herabsinkender Luftbewegung, hohen Luftdruckes und aquatorwarts gerichteter Luftstromungen der Sonne folgend in niedrigere Breiten sich zuruckzieht, wird das Randgebiet zwischen den Tropen und der gemassigten Zone wie die letztere gleichfalls der Schauplatz haufiger atmospharischer Wirbel und nimmt nun auch an deren Niederschlagen teil. Die Winterregen der subtropischen Zone sind hauptsachlich die Folge grosserer atmospharischer Wirbel (cyklonaler Natur also) und deshalb, wenn auch haufig von Gewittern begleitet, doch anderer Natur als die Sommerregen der Kontinente. Die Winterregen der Subtropen sind deshalb auch hauptsachlich auf die Kusten beschrankt. Nur dem tiefen Eindringen des Mittelmeeres (dann dem Kaspisee) in den sog. alten Kontinent ist es zu verdanken, dass in Vorderasien die Winterregen der Subtropen so weit in den Kontinent eindringen. An der Westseite von Nordamerika, von Sudafrika, Sudamerika und Australien nimmt das Gebiet der Winterregen nur eine schmale Randzone in Anspruch.

3. Eine dritte Veranlassung zu einem Aufsteigen der Luft ist dort gegeben, wo durch die allgemeine Luftdruckverteilung hervorgerufene atmospharische Stromungen ein Gebirge oder uberhaupt Landerhebungen treffen (Gelanderegen). Die Luft wird dadurch genotigt aufzusteigen, kuhlt mehr oder minder ab, je nach der Hohe, zu der sie emporgetrieben wird, und kondensiert dabei auch mehr oder weniger ihren Wasserdampfgehalt. Ist das Gebirge hoch, so wird auf der Leeseite desselben der Niederschlag gering sein oder ganzlich fehlen, so lange die Luftstromung anhalt. Auf der Luvseite wie auf der Leeseite einer grosseren Landerhebung oder eines Gebirgszuges wird deshalb die jahrliche Periode der Niederschlage wesentlich beeinflusst werden durch periodische, andauernde Luftstromungen, die etwa im Laufe des Jahres eintreten.

Beispiele dafur sind die hohen Inseln oder Kusten, welche den Passaten, die

---

[1]) Näheres daruber wird ein folgender Abschnitt bringen.

über die See herkommen, in den Weg treten. Die auf diese Weise entstehenden Regen nennt man kurz Passatregen, sie sind eine in den Tropen an vielen Orten auftretende Erscheinung. Da der Passat in den Wintermonaten am heftigsten und am beständigsten weht, so sind auch die in dessen Gefolge auf den Luvseiten der Erhebungen auftretenden Regen im Winterhalbjahr am stärksten. Man findet derart an diesen Orten Winterregen, im Tropengebiet, dem sie sonst fremd sind. Wo der Passat ziemlich ständig das Jahr hindurch anhält, giebt es an hohen Inseln und Küsten, die ihm ausgesetzt sind, das ganze Jahr hindurch reichliche Regen und keine eigentliche Trockenheit. Auf der Leeseite des Passates hingegen giebt es Sommerregen zur Zeit, wo der Passat am schwächsten ist, die aber vielfach nur in spärlicher Menge eine lange Trockenzeit unterbrechen.

In den Monsungebieten bringt es der halbjährige Wechsel entgegengesetzter, innerhalb der betreffenden Jahreszeit aber konstant wehender Winde mit sich, dass hohe Inseln oder Halbinseln, für welche diese Winde in beiden Fällen als Seewinde auftreten, auf ihren entgegengesetzten Seiten auch entgegengesetzte Regenzeiten haben. Immer ist die Luvseite die Regenseite, die Leeseite die trockene Seite und diese Gegensätze finden sich in unmittelbarer Nachbarschaft nur durch den Kamm der Bodenerhebungen von einander getrennt. Die von dem Passat oder dem Wintermonsun getroffene Seite hat Winterregen, die von dem Sommermonsun getroffene die normalen tropischen Sommerregen. Beispiele dafür bietet in Menge das tropische Süd- und Ostasien, namentlich die malaiische Halbinsel Borneo, Celebes, die Philippinen und Formosa.[1])

Der Unterschied dieser Winterregen gegen jene im Gebiete der eigentlichen Passatregen besteht hauptsächlich darin, dass ihnen ein trockener Sommer folgt.

Auch die Winterregen der Westküsten der höheren Breiten in beiden Hemisphären sind ihrer Entstehung nach den Passatregen verwandt. Die besonders im Winter heftigen und ständigen Westwinde der höheren Breiten kondensieren ihren Wasserdampf beim Aufsteigen an den Westküsten. Es ist überdies zu beachten, dass schon das Land selbst, das den Seewinden entgegentritt, in höheren Breiten im Winter Veranlassung zur Kondensation ihres Wasserdampfes giebt, durch direkte Abkühlung über demselben, namentlich aber dadurch, dass das feste Land ein Hindernis bildet, welches die Geschwindigkeit der Luftströmung in den unteren Schichten vermindert und dadurch die noch mit grösserer Geschwindigkeit begabten nachdrängenden Luftmassen zwingt, in die Höhe zu steigen, wie infolge einer entgegenstehenden Landerhebung.

Dies sind die wichtigsten Veranlassungen zu einer aufsteigenden Bewegung der Luft und zu den durch dieselbe bedingten Niederschlägen. Es ist zu beachten, dass bei je höherer Temperatur die Luft mit Wasserdampf mehr oder minder gesättigt ist, desto stärker der Niederschlag für den gleichen Grad der Abkühlung ist (s. Seite 214). Die Tropen haben deshalb intensivere Niederschläge als die höheren Breiten, und die von einem warmen Meere kommenden Winde liefern die stärksten Niederschläge.

Bei dem hohen Wasserdampfgehalt der Luft in der Tropenzone, welche ja zumeist von warmen Ozeanen eingenommen wird, sind dort die Bedingungen zu reichlichen Niederschlägen stets gegeben. Durch scheinbar geringfügige Ursachen können dieselben ausgelöst werden, wobei namentlich das Bodenrelief eine Hauptrolle spielt. Deshalb befolgen auch die Regenzeiten in den Tropen durchaus nicht

---

[1]) S. mein Handbuch der Klimatologie. II. S. 217 etc.

überall das einfache Schema, das wir oben aufgestellt haben, und die Mannigfaltigkeit der Regenursachen und Regenzeiten ist dort eine sehr grosse [1]). Es bleibt aber doch die Hauptregel der tropischen Regen, dass sie den Zenitständen der Sonne folgen.

So vorbereitet können wir nun die folgenden zwei Tabellen mustern, von denen die erste einfach die relativen Verteilungen der Jahresmengen des Regenfalles auf die Monate enthält, während die zweite für dieselben Örtlichkeiten die Abweichungen von einer gleichförmigen Verteilung der Niederschläge über das ganze Jahr angiebt nach der von Angot vorgeschlagenen Methode.

1 und 2. Die aquatorialen doppelten Regenzeiten. Die Sonne steht im Zenit am Äquator und in dessen Nähe Ende März und Ende September, die Regenzeiten treten bald darauf im April und im November ein, die zweite Regenzeit verspätet sich mehr als die erste. Die grosse Trockenzeit (verano) tritt nach dem tiefsten Sonnenstand ein im Juli, die kleine (veranillo) im Januar. Die Regenzeit (invierno) vom Februar bis Mai ist die grosse, die zweite im November und Dezember die kleinere. Doch bestehen da grosse Verschiedenheiten und die doppelten Regenzeiten bilden überhaupt keinen geschlossenen Gürtel um die Erde, wo Monsune herrschen, wie in Südasien und Nordaustralien, fehlen sie, auch auf der Ostseite des äquatorialen Südamerika.

3 und 4. Einfache tropische Regen an den Polargrenzen der Tropenzone. Die Trockenzeit dauert hier länger, 4 Monate sind nass, 8 trocken (wo diese Regenzeit typisch auftritt). Der Regenzeit der südlichen Halbkugel entspricht die Trockenzeit der nördlichen und umgekehrt.

5. Passatregen, Winterregen innerhalb der Tropenzone. Diese Regen an Gehängen auf der Luvseite des Passates, wo derselbe über das Meer herkommt, fallen am reichlichsten, wenn der Passat am strengsten weht [1]), ebenso bei jahreszeitlichen Schwankungen in dessen Richtung, zur Zeit da er am meisten senkrecht das Gehänge trifft. Ersteres ist im Winter der Fall, daher die Passatregen Winterregen sind, aber sie setzen das ganze Jahr hindurch nicht ganz aus. Die Luvküsten des Passates sind deshalb das ganze Jahr hindurch feucht (bekanntes Beispiel die atlantische Küste von Mittelamerika) und die jährliche Variation der Regenmenge ist gering. Hilo an der Windseite der Insel Hawaii (Regenfall 357 cm im 18jährigen Mittel) hat nur eine mittlere Abweichung von 11 Proz. gegen die 68 Proz. zu Mexiko, das in gleicher Breite liegt.

Anders verhält es sich an jenen Steilküsten im Luv des Passates, wo derselbe im Sommer von einem Monsun abgelöst wird, dann kommt diese Küste auf die Leeseite des Regenmonsuns zu liegen und ist trocken, den Winterregen folgt eine Trockenzeit im Sommer. Die Regenzeiten an den beiden entgegengesetzten Gehängen lösen sich ab. Wo der Sommermonsun fehlt, hat die Leeseite des Passates zwar gleichfalls vorwiegende Sommerregen, aber dieselben sind weniger reichlich.

Gute Beispiele für diese Unterschiede liefern die Insel Hawaii im Gebiete des NE-Passates unter ca. 19½° nördl. Br. und die Insel Ceram in der Sunda-See unter 3° südl. Br. im Gebiete des Nordwest-Monsuns.

Hilo (19° 43′ N., 155° 5′ W.) liegt auf der E-Seite der hohen Insel Hawaii, gegenüber, an der Westküste, liegt Kailua, ca. 94 km von Hilo entfernt, also auf der Leeseite (19° 38′ N., 155° 59′ W.), Hilo empfängt 357 cm Regen im Jahre, Kailua nur 134 cm. Die Jahresperioden des Regenfalles sind:

---

[1]) Eine solche Gleichförmigkeit der Sommerregen, wie sie z. B. über den Kontinenten der höheren Breiten, namentlich in Europa und Asien herrschen, wird man auf einem gleich grossen Raum in den Tropen nicht wieder finden.

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Schwnkg.
Hilo	—6	17	1	12	—19	—27*	—3	—4	—9	3	13	**22**	49
Kailua	—21	—14	—26*	5	19	14	12	**27**	19	5	—16	—24*	53

Die Regenzeiten lösen sich auf beiden Seiten der Insel ab, treten aber nirgends extrem auf, am meisten noch auf der Leeseite. Auch die Extreme des jährlichen und monatlichen Regenfalles stehen zumeist im Gegensatz auf beiden Seiten der Insel.

Die Molukken-Insel Ceram erstreckt sich von E nach W und ist in gleicher Richtung von einem Gebirge durchzogen. Auf der Nordküste liegt Wahaai, im Luv des Nordwest-Monsuns, der im südlichen Sommer weht (vom Dezember bis März, April veränderlich), auf der Südküste nahe gegenüber (Entfernung ca. 77 km) Amahai im Lee des Monsuns, dagegen auf der Luvseite des SE-Passates, der vom Mai bis Oktober weht und November aufhört.[1]) Hier ist die Periodizität der Regen viel strenger als im reinen Passatgebiet, weil sie nicht durch ein blosses Schwächerwerden des Passates, sondern durch eine halbjährlich eintretende entgegengesetzte Windrichtung (den Monsun) bedingt worden.

Regenzeiten an der Nord- und Südküste der Insel Ceram.

Abweichungen von gleichförmiger Verteilung in ‰.

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Schwnkg.
Nordküste	39	**134**	44	22	—23	—35	—36	—43*	—40	—38	—33	9	177
Südküste	—42	—43	—43	—17	8	62	**98**	**98**	0	—26	—48	—47*	146

Die Nordküste hat starke Regen bei Nordwest-Monsun vom Dezember bis April, dann eine relative Trockenzeit von 7 Monaten (Jahresmenge 226 cm), die Südküste hat Passatregen (SE-Passat) vom Mai bis August, dann 7 Monate Trockenzeit (Jahresmenge 294 cm). Die mittlere Abweichung auf der Nordseite ist 41‰, auf der Südseite 48‰, die Variation also viel strenger als auf Hawaii, wo die Abweichung nur 11 (Hilo) und 17 (Kailua) beträgt.[2])

6. Monsunregen. Da die Regen des NW-Monsun in Nordaustralien besonders typisch auftreten, wurde Port Darwin als Repräsentant derselben gewählt, welches der Äquatorialzone noch so nahe liegt, dass es noch zwei Regenzeiten haben könnte (wie sie Westindien und Mittelamerika in ähnlicher Breite noch mehrfach aufweisen). Die Zenitstände der Sonne treten hier Ende Oktober und Mitte Februar ein, der Höhepunkt der Regenzeit fällt zwischen hinein.[3]) Im Januar und Februar fallen 46 Proz. der gesamten Regenmenge, 4 Monate sind nass, 8 Monate trocken. Die Monsunregen der nördlichen Hemisphäre (SW-Monsun) treten von Juni bis August oder September ein (indisches und ostasiatisches Monsungebiet).

7. und 8. Winterregen der Subtropenzone. Die Breitengürtel, in welchen sie erwartet werden dürfen, kann man auf 28 bis 40° ansetzen, ihre Beschränkung auf die Inseln und Westseiten der Kontinente wurde schon vorhin hervorgehoben. Der Höhepunkt der Regenzeit fällt in ihrem typischen Gebiet in der nördlichen Halbkugel auf den Dezember, in der südlichen auf den Juni. Mit Zunahme der Breite lösen sie sich gerne in Herbst- und Frühlingsregen auf, die dann, wie in Europa, allmählich in die Sommerregen der höheren Breiten verschmelzen Die Frühlings- und Herbstregen (Früh- und Spätregen) sind mehr den Landflächen eigen, die strengen Winterregen den Inseln und Küsten. Die trockene und nasse Zeit teilt das Jahr so ziemlich in gleiche Teile.

9. und 10. Sommerregen der Kontinentalflächen der gemässigten Zone. Der Januar ist im allgemeinen der trockenste, der Juli der nasseste Monat.

---

1) S. van der Stok, Wind and Weather in the East Indian Archipelago. Batavia 1897.

2) Man sehe auch Supan, Die Verteilung der Niederschläge. S. 43—45. (Ergänzungsheft zu Pet. Geographischen Mitteilungen. 1898.) Winterregen der Tropen.

3) Z. B. Jamaika, 18° nördl. Br., ganze Insel. Mittel zahlreicher Stationen. 1870—1889 (20 Jahre).

Abweichung des Regenfalles von gleichmässiger Verteilung in ‰.

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Mittel
—23	—41*	—41*	—26	**50**	11	—21*	16	20	**50**	6	—1	26

Die Regenzeit ist selbst in Mitteleuropa schon ziemlich stark ausgeprägt und tritt im Innern der grossen Kontinente excessiv auf. 4 Monate sind nass, 8 Monate trocken (d. h. sie haben weniger Regen, als bei gleichförmiger Regenverteilung). Die drei Sommermonate Juni bis August liefern in Mitteleuropa ca. 35 Proz., in Nordasien (Küstengebiete natürlich ausgeschlossen) 58 Proz. der Regenmenge des Jahres.

Die Sommerregenzeit Nordasiens kann sich in Bezug auf ihre relative Intensität mit jener der Tropen und der tropischen Monsungebiete völlig messen (in Bengalen z. B. fallen von Juni bis August auch nur 57 Proz. der Jahresmengen, in Port Darwin von Dezember bis Februar 63 Proz.). Nur die Trockenzeit der kälteren Jahreshälfte erreicht nicht die gleiche Intensität wie in den Tropen (wohl aber in Ostsibirien). Zudem macht sich dieselbe wegen der Ruhezeit der Vegetation und der Schneedecke nicht so bemerkbar.

11 und 12. Küstenregen der gemässigten Zonen. Dieselben treten an den Westküsten am meisten typisch auf, weniger an den Ostküsten, welche zum Teil (namentlich in Asien) noch bis in relativ hohe Breiten hinauf Monsunwinde und Monsunregen haben, also zu Sommerregen neigen, die sich dann in den Herbst hinein erstrecken. Die atlantische Küste von Nordamerika, wo ein eigentlicher Sommermonsun fehlt, hat Sommer- und Herbstregen, aber auch der Winter ist nicht niederschlagsarm. Die Regenverteilung über das Jahr wird dadurch ausserordentlich gleichmässig, wie dies sonst selten vorkommt. Der Frühling hat den wenigsten Regen. Die europäischen Westküsten (allerdings in höheren Breiten, und ähnlich auch die nordamerikanischen unter gleichen Breiten, auch Südamerika zeigt dasselbe) haben entschiedene Herbst- und Winterregen, ein sehr trockenes Frühjahr und einen trockenen Frühsommer. Die jährliche Periodizität des Regenfalles ist viel stärker ausgeprägt als an den amerikanischen Küsten.

Eine charakteristische Erscheinung in der jährlichen Regenperiode der Küsten ist die mehr oder minder stark hervortretende Trockenheit des Frühjahres. Um diese Zeit ist das Meer am kältesten, oder doch relativ am kältesten, gegenüber dem Lande, das sich schon stark erwärmt. Auch die Intensität der Westwinde beginnt nachzulassen und dieselben bekommen in NW-Europa wenigstens eine mehr nördliche Komponente. Im Herbst ist gerade das Umgekehrte der Fall. Das Land kühlt rasch ab, während das angrenzende Meer noch nahe seine höchste Temperatur hat. Daher der Gegensatz der Niederschläge dieser beiden Übergangszeiten. Was wir als eine Eigentümlichkeit der Küstenregen in der täglichen Periode konstatieren konnten, die Abnahme derselben mit der zunehmenden Erwärmung des Landes, umgekehrt eine Zunahme bei Erkaltung des Landes, das macht sich auch in der jährlichen Periode und noch auffallender bemerkbar. Jede Veranlassung zur Abkühlung der Luft steigert die Niederschläge, die Erwärmung vermindert sie.

Die relative Grösse der jährlichen Variation der Niederschlagsmengen ist in den Gebieten der einfachen Tropenregen, der Monsunregen und der Sommerregen der inneren Kontinentalgebiete und der strengen Winterregen der eigentlichen Subtropenzone am grössten. Am kleinsten ist dieselbe in der eigentlichen Äquatorialregion, an den Orten mit ausgeprägten Passatregen, in den westlichen Randgebieten der Kontinente, namentlich aber in deren Küstensaum selbst.

Die unterste Kolumne unserer Tabelle, welche die Mittel der Abweichungen ohne Rücksicht auf deren Vorzeichen enthält, giebt das beste Mass für die Grösse der jährlichen Variation des Regenfalles.

Die vorstehenden Erörterungen gründen sich im wesentlichen nur auf die

Übersicht über die hauptsächlichsten jährlichen Regenperioden der Erdoberfläche.

	Tropen						Subtropen		Gemässigte Zone			
	Doppelte Regenzeit		Einfache Regenzeit				Winterregen		Kontinentale Sommerregen		Küstenregen	
	Äquatorial		Süd- | Nord- Grenze der Tropen		Passatregen	Monsunregen			mässig	excessiv	Gleichmässige Regen	Herbst- und Winterregen
	Südafrika[1])	Quito	São Paulo	Mexiko	Hilo Hawaii	P. Darwin	Westaustralien	Süditalien Sizilien Malta	Mitteleuropa Nördl. d. Alpen	Nord-Asien	Nordamerika Atlant. Küste	NW-Europa
Breitegr.	6 S	Äqu.	23·5 S	19·4 N	19·7 N	12·5 S	32·3 S	c. 38 N	c. 50 N	c. 55 N	c. 40 N	c. 60 N
	Tausendteile der Jahresmenge des Niederschlages.											
Januar	86	77	**195**	7*	79	**241**	14*	**130**	57	20	84	100
Februar	80	92	156	9	94	215	18	93	56	17*	77*	80
März	123	115	103	26	86	166	30	98	68	18	85	72
April	**195**	**165**	58	26	94	61	64	75	71	35	70*	56*
Mai	91	109	60	85	66	23	150	35	92	75	80	58
Juni	10	35	46	174	55*	1	**183**	23	115	133	81	64
Juli	7*	25*	19*	180	82	0*	168	8*	**121**	**235**	**96**	70
August	17	52	31	**207**	81	2	166	28	117	215	87	80
Septembr.	37	60	60	179	73	5	93	73	82	122	84	102
Oktober	61	91	82	79	88	38	59	133	75	58	**91**	**110**
Novembr.	188	**94**	74	20	95	72	32	144	74	40	86	102
Dezembr.	105	85	116	8	**107**	176	23	**160**	72	32	79	106
	Abweichungen von einer gleichförmigen Verteilung der Niederschlagsmengen über das ganze Jahr, gleichfalls in Tausendteilen.											
Januar	1*	— 8*	**110**	—78*	— 6	**156**	—71*	45	—28*	—65*	— 1	15
Februar	3	15	79	—68	17	138	—59	16	—21	—60	0	3
März	38	30	18	—59	1	81	—55	13	—17	—67*	0	—13
April	**113**	**83**	—24	—56	12	—21	—18	— 7	—11	—47	—12*	—26
Mai	6	24	—25	0	—19	—62	65	—50	7	—10	— 5	—27*
Juni	—72	—47	—36	92	—27	—81	**101**	—59	33	51	— 1	—18
Juli	—78*	—60*	—66*	95	— 3	—85*	83	—77*	**36**	**150**	**11**	—15
August	—68	—33	—54	**122**	— 4	—83	81	—57	32	130	2	— 5
Septembr.	—45	—22	—22	97	— 9	—77	11	— 9	0	40	2	20
Oktober	—24	6	— 3	— 6	3	—47	—26	48	—10	—27	6	**25**
Novembr.	**106**	**12**	— 8	—62	13	—10	—50	62	— 8	—42	4	20
Dezembr.	20	0	31	—77	22	91	—62	**75**	—13	—53	— 6	·21
Schwnkg.	191	143	176	200	52	241	172	152	64	217	23	52
Mittel	48	28	40	68	11	78	57	43	18	62	4	17

folgende Tabelle sie würden daher im einzelnen mancher Berichtigungen und Ergänzungen bedürfen, auf welche aber an dieser Stelle verzichtet werden muss.[2])

Übereinstimmung der jährlichen Regenperiode benachbarter Orte. Dieselbe fällt sogleich in die Augen, wenn man die Regenmengen der Monate in

---

[1]) Südafrika: Mittel von Banana (4 Jahre), San Salvador (3½), Luluaburg (2½), Leopoldville, Vivi, Ponta da Lenha. Stationen in Ostafrika: bei Bagamoyo, Lamu, Dar es Salam, Tanga. Die Ostküste hat etwas mehr Regen im Dezember und Januar, stimmt sonst vollkommen mit der Westküste und dem Innern.

[2]) Näheres findet man in meinem Handbuch der Klimatologie. B. II u. III, und bei Supan, Verteilung der Niederschläge. Gotha 1898.

aliquoten Teilen der Jahresmenge (in Prozenten) ausdrückt. „Das Verhältnis der mittleren Monatssumme der Niederschläge an jedem Orte zur Jahresmenge derselben bleibt für einen grösseren Umkreis sehr nahe das gleiche, auch bei bedeutenden örtlichen Verschiedenheiten der absoluten Regenmengen. Die zunehmende Seehöhe scheint nur im Mittelgebirge einen erheblichen Einfluss auf die Regenverteilung über das Jahr zu nehmen."[1])

Wild fand diesen Satz auch in Russland bestätigt. Die Unterschiede in der jährlichen Periode der Niederschläge zwischen benachbarten Orten ist eine viel geringere als die zwischen den Mitteln aus verschiedenen kürzeren Perioden an ein und demselben Orte. Petersburg, Pawlowsk und Kronstadt stimmen bei 30 km Entfernung noch völlig in der jährlichen Periode überein, Wiborg und Nowgorod zeigen selbst auf 130—140 km noch grosse Ähnlichkeit in derselben. Man kann die obige Regel für Gebiete von ca. 300 km Durchmesser als geltend annehmen (Wild).[2])

Sie erleidet aber eine Ausnahme in einer gewissen Mittelhöhe der Gebirge, wie ich auch zuerst nachgewiesen habe.[3])

Winterniederschläge der Mittelgebirge. Die Winterniederschläge nehmen wenigstens relativ zu an den Abhängen der Gebirge bis zu einer gewissen Seehöhe, so dass die Höhen der Mittelgebirge als Inseln mit vorwiegenden Winterniederschlägen mitten in dem grossen Gebiete der Sommerregen Mitteleuropas auftreten. Z. B.

Regenmenge in Prozent	Südböhmen		Nordwestdeutschland Göttingen	Klausthal (Harz)
Seehöhe	470 m	970 m	100 m	590 m
Winterhalbjahr	33	51	41	52
Sommerhalbjahr	67	49	59	48

Hellmann hat dann diese Verhältnisse für die Mittelgebirge Deutschlands spezieller nachgewiesen und untersucht, und neuerlichst hat Supan[4]) die Kenntnisse über dieselben wesentlich vertieft.

Die Ursache der Zunahme der Winterniederschläge in mittlerer Seehöhe ist darin zu suchen, dass bei den Niederschlägen infolge der Bodenerhebung, „Geländeregen" wollen wir sie nennen (Pluies de relief, wie sie Angot bezeichnend nennt), zuerst eine Steigerung derselben mit wachsender Höhe eintritt, dann in grösseren

[1]) Hann, Untersuchungen über die Regenverhältnisse von Österreich-Ungarn. I. Die jährliche Periode. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. LXXX. 1879 (Oktober). S. 5 u. 12. S. 9—11 habe ich gezeigt, dass, wenn man längere Beobachtungsreihen in Teilperioden zerlegt, der jährliche Gang der relativen Monatsmengen in denselben genügend übereinstimmt, auch wenn die Jahresmengen selbst recht verschieden und nicht homogen sind. Kämtz glaubte eine solche Übereinstimmung schon bei den relativen Niederschlagsmengen der Jahreszeiten bemerkt zu haben. Lehrbuch der Meteorologie. B. I. S. 447.

[2]) Wild, Die Regenverhältnisse des russischen Reiches. Rep. f. Met. V. Supplementband. 1887. S. 73—76. Belyj kljutsch und Tiflis stimmen im jährlichen Gang der Regenmenge überein trotz eines Höhenunterschiedes von 720 m und sehr verschiedener Regenmenge, d. i. 752 und 488 mm.

[3]) Niederschlagsverhältnisse etc. S. 35 etc.

[4]) G. Hellmann, Jahresperiode der Niederschläge im deutschen Mittelgebirge. Met. Z. 1887. S. 84, und Die Winterregen im Gebiete der oberen Wupper. Met. Z. 1897. S. 31. — A. Supan, Die Verteilung der Niederschläge auf der festen Erdoberfläche. Pet. Geographische Mitteilungen. Ergänzungsheft 124. Gotha 1898. A. Hartmann hat schon 1832 in einer unbekannt gebliebenen Dissertationsschrift (Regenverhältnisse der schwäbischen Alb und des Schwarzwaldes. Tübingen 1832) die Unterschiede der jährlichen Regenperioden (auch der Quantitäten des Regenfalles) oben und unten recht klar dargelegt. — Eine lehrreiche Darstellung der Änderung der Verteilung der Niederschläge im südwestdeutschen Mittelgebirge findet man bei Siebert, Niederschlagsverhältnisse des Grossherzogtums Baden. Karlsruhe 1885, s. auch Referat in Met. Z. 1886. Litteraturbericht S. 377. Zweite Bearbeitung durch Chr. Schultheiss. Karlsruhe 1900.

Höhen wieder eine Abnahme. Es giebt eine Höhenzone der grössten Niederschlagsmenge. Denn in grossen Höhen kann auch die grössere Häufigkeit der Niederschläge die Abnahme der Intensität derselben nicht mehr ersetzen. Die aufsteigenden Luftmassen werden immer kälter und dampfärmer, ihre Niederschläge deshalb immer spärlicher. In den grössten Höhen giebt es nur Nebelregen und feinen pulverartigen Schnee.

Die Höhe der Maximalzone der Quantität der Niederschläge hängt ab von dem durchschnittlichen Sättigungszustand der aufsteigenden Luftmassen, deren relativer Feuchtigkeit und von der Temperatur, bei welcher die Kondensation beginnt. Im Winter wirken grosse relative Feuchtigkeit und niedrige Temperatur zusammen, die Höhe der Maximalzone herabzudrücken, im Sommer bei trockener Luft und höherer Temperatur verschiebt sich dieselbe in grössere Seehöhen.[1])

Die Beobachtungen ergeben nun, dass die Höhen der deutschen Mittelgebirge im allgemeinen im Winter mehr oder weniger der Maximalzone der Niederschläge angehören; im Sommer rückt sie über dieselben hinaus. Leider gestatten die Beobachtungen in den Alpen noch nicht, die Höhe der Maximalzone im Sommer daselbst festzustellen. Für den Winter konnte Erk konstatieren, dass die Maximalzone der Niederschläge auf der Nordseite der bayrischen Alpen häufig in 600—1000 m sich einstellt.[2])

G. Hellmann konnte durch eine umfassende Zusammenstellung der monatlichen Regenmengen (in Prozenten der Jahressumme) in den deutschen Mittelgebirgen das Auftreten der vorherrschenden Winterniederschläge spezieller beschreiben und dabei nachweisen, dass, während in den Sudeten in Höhen von mehr als 900 m noch Sommerregen herrschen, im rheinischen Schiefergebirge und in den Vogesen schon in 3—400 m Seehöhe die meisten Niederschläge der kalten Jahreszeit angehören.[3])

Die Erklärung dafür liegt nahe. Erstlich werden in Mitteleuropa die Winterniederschläge von Süden nach Norden sowie von Osten nach Westen, also nach Nordwesten hin, überhaupt reichlicher, und zweitens wird in der gleichen Richtung auch die Regenverteilung über das Jahr gleichmässiger, das Übergewicht der Sommerregen nimmt auch in der Niederung ab. Deshalb sehen wir das Niveau, in welchem die Umkehrung von vorherrschenden Sommerregen zu vorherrschenden Winterniederschlägen erfolgt, von Süd nach Nord und von Ost nach West hin sich senken.

Supan konnte sogar aus den von Lancaster gesammelten Ergebnissen der Regenmessungen in den Belgischen Ardennen noch ein zweites oberes Umkehrungsniveau konstatieren. Die untere Zone der Sommerregen des Tieflandes reicht hier bis zu ungefähr 350 m Seehöhe (unteres Umkehrungsniveau), es beginnt daselbst die mittlere Höhenregion der Winterregen des Plateaulandes. Dieselbe reicht aber nur bis zu ca. 500 m, wo wieder vorherrschende Sommerregen sich einstellen, so dass diese Seehöhe als zweites Umkehrungsniveau betrachtet werden darf.

Am Pic du Midi scheinen sogar drei Umkehrungsniveaus vorhanden zu sein, wie folgende Beobachtungsergebnisse es wahrscheinlich machen.

Ort	Tarbes	Bagnères	Station Plantade	Pic du Midi
Höhe	308	555	2366	2860
Winterhalbjahr	36	64	99	97 cm
Sommerhalbjahr	46	65	114	64 „
Jahr	83	129	213	161 „

[1]) S. mein Handbuch der Klimatologie. B. I. S. 298 etc.

[2]) Met. Z. 1887. S. 55.

[3]) Met. Z. 1887. Tabelle S. 87—89 und S. 90 etc.

Gleich oberhalb Bagnères beginnen die Winterregen, Plantade hat Sommerregen, der Gipfel wieder vorherrschende Winterniederschläge. Die Maximalzone der Niederschläge scheint (wie eine graphische Darstellung ergiebt) im Winterhalbjahr bei 1300 m und im Sommerhalbjahr bei 1900 m zu liegen. Dort fallen (im Winterhalbjahr) ca. 103 cm, hier (im Sommerhalbjahr) nahe 150 cm [1]).

Wo ein tiefer liegendes Becken ringsum, oder doch auf der Seite, von der die vorherrschenden Regenwinde kommen, von Mittelgebirgen umgeben ist, haben diese starke Winterniederschläge, während das umschlossene Becken im Winter wenig Niederschläge empfängt, weil die dann niedrig ziehenden Wolken ihren Wassergehalt schon auf der Aussenseite des Bergrahmens absetzen. Die höher ziehenden Sommerwolken dagegen verlieren daselbst wenig Niederschläge und können auch dem Bergkessel reichlichere Regen bringen, wozu dann noch die lokalen Platzregen und Gewitterregen kommen (die im Winterhalbjahr fehlen). Daher überwiegen die Sommerregen in solchen kesselartig gestalteten Landesteilen viel mehr als in der Umgebung in gleicher Seehöhe. Z. B.

Örtlichkeit		Sachsen Niederung	Sächsisches Gebirge	Mittleres und südl. Böhmen	Gr. Ungar. Niederung	Siebenbürgen
Regen in Proz.	Winter	18.5	21	15	20	15
	Sommer	36	32	40	33	40

Die Höhe der Maximalzone des Niederschlages wurde im nordwestlichen Himalaya in 1300 m konstatiert, in den Ghats bei 1400 m, auf Java etwa bei 1000 m [2]). Im englischen Seedistrikt haben die Passstationen in 550 m die grösste Regenmenge [3]).

G. **Veränderlichkeit des Eintrittes der monatlichen Maxima und Minima des Regenfalles nach den Jahrgängen.** Der Eintritt der grössten und kleinsten Monatsmengen des Regenfalles im Jahre unterliegt bekanntlich von einem Jahr zum anderen viel grösseren zeitlichen Verschiebungen, als z. B. der Eintritt der höchsten und tiefsten Monatstemperatur. Selbst in den Tropen erleiden die Regenzeiten und Trockenzeiten nach den Jahrgängen erhebliche Verschiebungen, um so mehr ist dies in höheren Breiten der Fall, wo strenge Regenzeiten fehlen. Eine genauere Untersuchung der jährlichen Regenperioden musste sich neben der Darstellung der mittleren Verhältnisse auch mit der Veränderlichkeit der jährlichen Regenperiode nach den Jahrgängen beschäftigen. Supan hat als der Erste diesem Gegenstande grössere Aufmerksamkeit gewidmet, und die Wahrscheinlichkeit, dass einem bestimmten Monate die grösste oder die kleinste Regenmenge im Jahre zukommt, für einige Orte in verschiedenen Regengebieten berechnet. Wir müssen auf seine Arbeit verweisen [4]), da hier der Gegenstand nur kurz berührt werden kann.

Die folgende kleine Tabelle enthält für einige Orte die Wahrscheinlichkeit, dass auf einen bestimmten Monat a) die grösste Regenmenge des Jahres fällt, b) dass ihm die kleinste zukommt [5]) und c) dass er regenlos ist, worunter ich eine Regenmenge < 5 mm verstehe. Philadelphia ist der Tabelle von Supan entnommen, die anderen sind neu berechnet.

---

[1]) Supan, Verteilung der Niederschläge. S. 40—43. Winterregen im Binnenlande. — Über die stark ausgeprägten Winterniederschläge der Eifel und Venn s. Polis, Niederschlagsverhältnisse der mittleren Rheinprovinz. Stuttgart 1899. Tabelle S. 80.

[2]) In einer Höhe von 2100 m am Gedeh befindet man sich schon über der Wolkenregion, während es in Buitenzorg regnet, herrscht hier sternklare aber kalte Nacht. Semon, Im australischen Busch. S. 160.

[3]) Klimatologie. B. I. S. 298 etc. Daneben sehe man S. A. Hill, Höhe der Maximalzone des Regenfalles im NW-Himalaya und ihre physikalische Begründung. Met. Z. 1879. B. XIV. S. 161.

[4]) Die Verteilung der Niederschläge etc. S. 51. Die mittlere jährliche Regenschwankung.

[5]) Hier kommt öfter der Fall vor, dass zwei oder selbst drei Monate die kleinste Menge haben, es wurden dann auch alle zwei oder drei gezählt, bei den Maximis kommt das selten vor.

Wahrscheinlichkeit

(in Prozenten), dass in einem bestimmten Monate a) das Maximum, b) das Minimum der Regenmenge im Jahre eintritt und c) dass der Monat regenlos ist.

Voraus gehen die relativen Monatsmengen des Regenfalles in Prozenten der Jahressumme.

	Januar	Februar	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Septbr.	Oktober	Novemb.	Dezemb.
I. Tropen. Batavia (32 Jahre, 1864—1895). Schwankung 18·0 Proz.												
	20·1	17·7	11·0	6·7	4·9	5·2	3·5	2·1*	4·0	5·8	6·7	12·3
a)	53	31	7	0	0	0	0	0	0	0	0	9
b)	0	0	0	7	12	10	28	57	13	9	0	0
c)	0	0	0	0	0	7	19	13	7	7	0	0
II. Subtropen. San Fernando (45 Jahre, 1851—1895). Schwankung 15·4 Proz.												
	12·9	11·2	12·7	8·6	6·1	1·5	0·1*	0·7	4·2	12·0	14·5	15·5
a)	17	7	7	5	1	0	0	0	5	16	22	20
c)	0	5	2	0	13	47	96	78	25	5	9	5
III. Gemässigte Zone. Wien (50 Jahre, 1846—1895). Schwankung 6·5 Proz.												
	5·8	5·5*	7·2	7·9	10·7	12·0	10·9	11·3	7·0	7·9	7·0	6·8
a)	0	4	2	6	22	22	16	12	4	8	4	0
b)	22	22	10	10	4	0	2	4	8	12	8	12
c)	8	4	0	4	0	0	0	0	0	0	0	2
Philadelphia (64 Jahre). Schwankung 3·3 Proz.												
	7·7	7·0*	8·0	7·7	8·5	9·1	9·2	10·3	8·0	8·5	7·9	8·1
a)	5	3*	5	8	6	9	17	22	11	6	5	3*
b)	9	11	9	8	9	6	3	8	17	11	5	3*

Die Zahlen der Tabelle sagen: In Batavia ist der Januar in 53 Fällen unter 100 der regenreichste Monat, der Februar in 31 Fällen. Auf diese zwei Monate konzentriert sich die Regenzeit. Dagegen ist der August unter 100 Fällen 57 mal der trockenste Monat des Jahres[1]), am häufigsten regenlos ist aber der Juli, und zwar sind unter zehn Julimonaten ca. zwei regenlos. In San Fernando sind es schon acht Monate, die abwechselnd die grösste Regenmenge aufweisen, zu Wien zehn und zu Philadelphia alle zwölf Monate. In Wien hat der Mai eine viel grössere Wahrscheinlichkeit der regenreichste Monat zu sein als der Juli und August, obgleich diese im Mittel mehr Regen haben.

Unter mittlerer jährlicher Regenschwankung ist die Differenz der extremen Monatssummen in Prozenten der Jahresmenge des Regenfalles verstanden. Man kann diese Differenz auch für jedes einzelne Jahr bilden und daraus das Mittel nehmen. Dasselbe ist dann natürlich viel grösser, als die Differenz der mittleren Monatsmengen in Prozenten. Letztere nennt man zweckmässig die periodische Schwankung, erstere die unperiodische oder aperiodische in Analogie mit den entsprechenden Ausdrücken für die tägliche Wärmeschwankung.

Supan unterscheidet: Erstens Orte oder Gebiete mit Regen zu allen Jahreszeiten, wo die mittlere (periodische) Regenschwankung unter 10 Proz. bleibt. Dieselben zeichnen sich durch grosse Regellosigkeit der jährlichen Periode aus, in jeder Jahreszeit können starke Niederschläge eintreten, fast jeder Monat kann der regenreichste werden.

Eine zweite Kategorie mit einer mittleren Regenschwankung von 10—19 Proz. nennt er Gebiete mit mässiger Periodizität. Ein charakteristisches Merkmal derselben ist, dass die Maxima und Minima in den einzelnen Jahrgängen nur auf bestimmte Monate fallen, dass es also exklusive Monate giebt, die nur Maxima oder nur Minima haben.

[1]) Die Summe der Wahrscheinlichkeiten, dass ein Monat die kleinste Regenmenge hat, ist deshalb nicht gleich 100, sondern grösser, weil nicht selten zwei oder selbst drei Monate dieselben kleinsten Regenmengen haben (< 5 oder 0), während die Maxima nicht leicht doppelt vorkommen.

Eine dritte Kategorie mit einer mittleren Schwankung von 20 Proz. und darüber nennt Supan Gebiete der strengen Periodizität. In diesen bleiben sich Trockenzeiten und Regenzeiten in allen Jahrgängen im wesentlichen gleich.[1])

Beispiele.

Ort	I. Kategorie			II. Kategorie			III. Kategorie		
	Philadelphia	Kopenhagen	Singapore	Baku	Barnaul	Hongkong	Jerusalem	Nertschinsk	Peking
Jahre	64	60	15	45	45	40	44	35	31
Schwankung									
periodische	3.3	5.4	6.1	13.6	15.0	16.9	24.8	27.8	33.8
aperiodische	13.6	15.7	14.9	24.6	23.0	26.9	36.8	33.9	40.6

Mit der Grösse der mittleren Jahresschwankung des Regenfalles steigt auch im allgemeinen die Veränderlichkeit der jährlichen Regenmengen.

V. Verteilung der Jahresmengen der Niederschläge über die Erdoberfläche.

Wir kennen eigentlich nur die Verteilung der Regenmengen auf der festen Erdoberfläche, weil auf den Ozeanen durch Schiffsbeobachtungen fast nur die Häufigkeit der Niederschläge erhoben wird. Supan hat den Versuch gemacht, diese Lücken in unseren Kenntnissen wenigstens für den Atlantischen und Indischen Ozean durch begründete Annahmen über die Regendichte auszufüllen.[2])

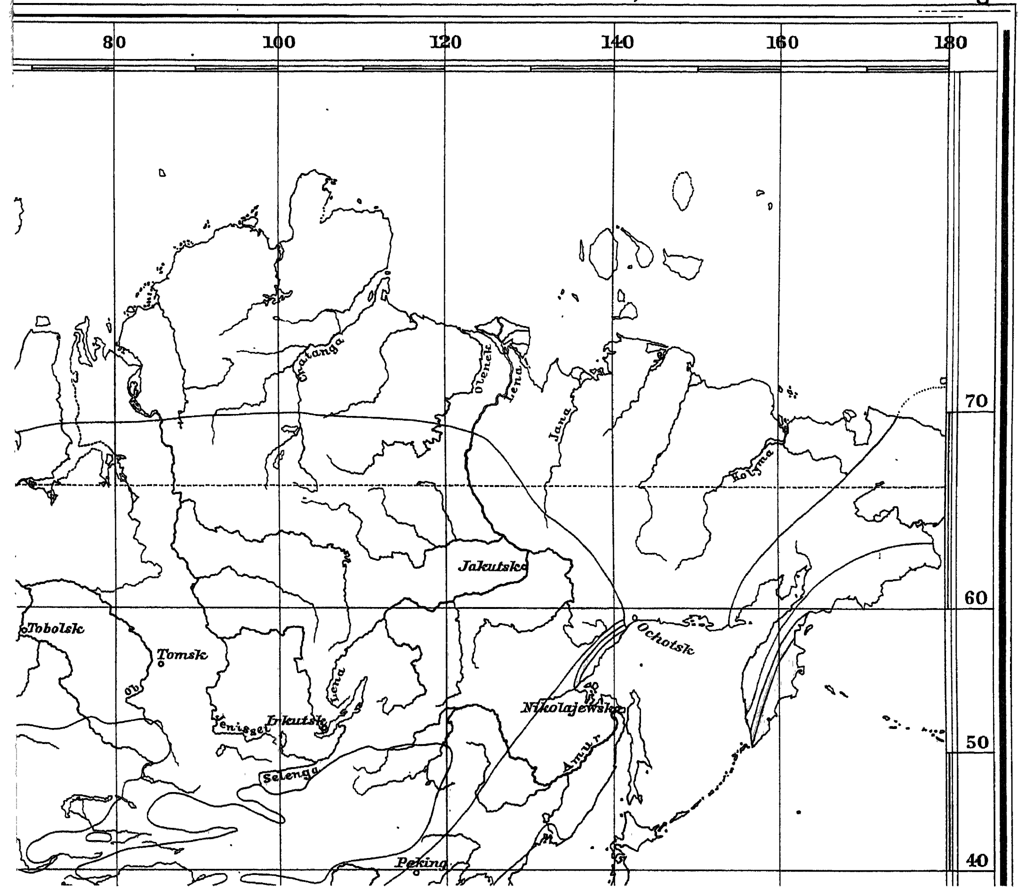
Aber auch auf den Kontinenten giebt es weite Räume, von denen keine Regenmessungen vorliegen, wo demnach mehr oder minder begründete Schätzungen an deren Stelle treten müssen. Dabei ist zudem kein meteorologisches Element in seinem Auftreten so sehr von Lokalverhältnissen abhängig, zeigt oft so unerwartete Verschiedenheiten an benachbarten Örtlichkeiten, wie die Niederschlagsmenge. Es ist daher begreiflich, dass jeder Versuch, die Verteilung der Niederschlagsmengen über die Erdoberfläche kartographisch darzustellen, wie man es mit Erfolg für die Temperatur, für den Luftdruck, selbst für die Bewölkung unternommen hat, auf die grössten Schwierigkeiten und Unsicherheiten stossen muss. Eine Reduktion der Regenmenge auf das Meeresniveau ist ganz unmöglich, da die Änderungen derselben mit der Seehöhe keinerlei allgemeine Regel befolgen. Es gehörte daher eine gewisse Kühnheit dazu, eine Regenkarte der Erde mit Linien gleicher Regenmenge zu publizieren, wie dies zuerst E. Loomis im American Journal of Science 1882 gethan hat.[3])

Das Bedürfnis nach einer Veranschaulichung der Verteilung eines so wichtigen meteorologischen Elementes wie die Regenmenge über die ganze Erdoberfläche ist aber ein so drängendes, dass sich A. Supan entschlossen hat, auf Grund des inzwischen reichlich zugewachsenen Beobachtungsmaterials eine neue Regenkarte der

[1]) Tafel 3 der citierten Abhandlung von Supan enthält eine kartographische Darstellung dieser Gebiete. Sehr charakteristische Diagramme findet man S. 54.

[2]) Supan, Die jährlichen Niederschlagsmengen auf den Meeren. Geographische Mitteilungen 1898, Heft VIII. Mit einer Regenkarte der ganzen Erde. Veranlassung dazu gab ihm die Publikation von W. G. Black: Ocean Rainfall by Raingauge Observ. at Sea. Edinburgh 1898.

[3]) In grösserem Massstabe und wesentlich verbessert nochmals veröffentlicht in E. Loomis „Contributions to Meteorology“. Chapter III. Revised Edition. Newhaven 1889. Plate XXXIII. Regenkarten für einzelne Länder sind dagegen schon öfter hergestellt worden. Hinweise darauf finden sich später.



80
100
120
140
160
180
70
60
50
40
Chatanga
Olenek
Lena
Jana
Kolyma
Jakutsk
Tobolsk
Tomsk
Ob
Jenissei
Irkutsk
Lena
Selenga
Ochotsk
Nikolajewsk
Amur
Peking

Erde zu entwerfen, aber mit Beschränkung auf eine Darstellung von bloss 6 Stufen der Regenmengen. Dadurch wird die Willkür in der Abgrenzung der Regengebiete eingeschränkt und gewinnt das Bild mehr wissenschaftliche Präzision und zugleich an Übersichtlichkeit. Die neue Regenkarte Supans, die diesem Buche beigegeben ist, wollen wir auch unserer kurzen Erörterung über die allgemeine Verteilung der Niederschlagsmengen zu Grunde legen.[1])

Die allgemeinsten Züge der Regenverteilung auf der Erdoberfläche werden durch die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre bedingt.

In den Tropengürteln, wo die aufsteigende Bewegung der Luft am lebhaftesten ist und im grössten Masse stattfindet, wo die Luft zugleich am wasserdampfreichsten ist, infolge der hohen Temperatur und der grossen Ausdehnung der warmen Meere, sind auch die Niederschlagsmengen im Durchschnitt am grössten. An der Grenze der Tropen und in den subtropischen Breiten dagegen, wo die in der inneren Tropenzone aufgestiegene Luft wieder zur Erdoberfläche sich herabsenkt, fällt durchschnittlich am wenigsten Regen, ja es giebt dort grosse Gebiete, wo regelmässige Niederschläge ganz fehlen; die grossen Steppen und Wüstengürtel gehören in beiden Hemisphären hauptsächlich diesen Breiten an. In den darauf folgenden höheren Breiten bedingen, wie schon vorhin erörtert worden ist, die zahlreichen grösseren und kleineren atmosphärischen Wirbel häufige mehr oder minder reichliche Niederschläge, und die jährliche Niederschlagsmenge nimmt deshalb zu, um in noch höheren Breiten, gegen die Zirkumpolarregion hin, infolge der niedrigen Temperatur und geringen Kapazität der Luft für Wasserdampfaufnahme, abermals abzunehmen. In den Polargegenden selbst ist die Quantität der Niederschläge sehr gering, weil die Luft schon zu dampfarm ist, namentlich im Winter.

Von diesen Gesichtspunkten aus wird die zonale Verteilung der Regenmengen verständlich.

John Murray hat den Versuch gemacht, auf Grund der Regenkarte von Loomis die mittleren Regenmengen für einzelne Breitezonen abzuschätzen. Die Ergebnisse, zu welchen er dabei gelangt ist, sind natürlich nur rohe Annäherungen an die wirkliche Regenverteilung, und sie beziehen sich nur auf die Festländer.[2])

Mittlerer Regenfall nach Breitezonen in Centimetern.

80/70	70/60	60/50	50/40	40/30	30/20	20/10	10/Äqu.	Äqu./10	10/20	20/30	30/40	40/50	50/60	60/70
38	40	59	**61**	59*	73	102	**212**	203	132	71*	75	**113**	112	(107)

Die grösste Regenmenge fällt in der Äquatorialregion zwischen 10° nördl. und 10° südl. Br. Dann nimmt der Regenfall gegen die subtropischen Breiten hin ab, wo er ein Minimum erreicht, hierauf nimmt er wieder zu. Die südliche Halbkugel hat jenseits des 30. Breitegrades eine grössere Regenmenge als die nördliche, weil die grossen Trockengebiete der inneren Kontinentalflächen fehlen, welche auf der nördlichen Hemisphäre gerade um den 50. Breitegrad herum eine grosse Ausdehnung erreichen.

Allgemeine Bemerkungen über die mehr lokalen Ursachen der Verschiedenheit der Regenverteilung. In erster Linie stammt fast der gesamte

[1]) Supan, Die Verteilung der Niederschläge. Pet. Geographische Mitteilungen. Ergänzungsheft 124. Gotha 1898. Tafel 1, und Augustheft 1898, Tafel 13. — Buchan und Herbertson in Bartholomews Physical Atlas. III. Meteorology. Edinburgh 1899. — A. J. Hebertson, The distribution of Rainfall over the Land. Mit 13 Regenkarten der Erde und Diagrammen der jährlichen Regenperioden. London. Murray. 1901.

[2]) J. Murray, On the total Rainfall on the land of the globe. Scottish Geograph. Mag. Vol III. Es wäre wünschenswert, wenn ein neuerlicher derartiger Versuch gemacht würde, jetzt auf besserer Grundlage.

Wasserdampfgehalt der Atmosphäre von den Ozeanen, die ja $^2/_3$ der Erdoberfläche einnehmen und in den warmen Zonen noch stärker überwiegen. Die nie ruhenden Luftströmungen verbreiten den Wasserdampf selbst bis in das Herz des grössten der Kontinente. Die wenn auch langsam vor sich gehende Diffusion des Wasserdampfes trägt dann auch noch das ihrige bei zu einer ziemlich gleichmässigen Verteilung des Dampfgehaltes, soweit die Temperatur es zulässt. Indem nun aber der Wasserdampf über den Kontinenten sich verdichtet und als Regen oder Schnee herabfällt, werden die benetzte Erdoberfläche und die in den Terrainvertiefungen sich ansammelnden Wasserflächen eine sekundäre Quelle der Wasserdampfzufuhr und der Niederschläge. Grössere Seen, namentlich auch eine vom Regen genährte dichtere Vegetationsdecke, geben viel Wasserdampf an die Atmosphäre ab und begünstigen die Niederschlagsbildung. Doch zeigt jede Regenkarte, wie gering relativ der Einfluss der Seen auf die lokale Steigerung der Niederschläge ist. Die starken Sommerregen des Innern von Russland und selbst noch von Westsibirien stammen von den Wasserdampfmengen her, welche die dann vorherrschenden West- und NW-Winde vom Atlantischen Ozean und vom Nordmeere her landeinwärts tragen, wo sie in den fortwandernden Cyklonen als Landregen oder in lokalen aufsteigenden Luftbewegungen als Gewitterregen kondensiert werden. Der benetzte Boden liefert dann wieder Wasserdampf, und so kann dieselbe vom Ozean gelieferte Dampfmenge mehrmals in den vertikalen Kreislauf eintreten und Niederschläge liefern. Da aber im Winter über den Kontinenten der höheren Breiten die niedrige Temperatur den Wassergehalt der Atmosphäre auf einen minimalen Betrag herabsetzt, kann die Hauptquelle der Sommerregen wieder nur der vom Ozean herbeigeführte Wasserdampf sein. Denn auch die (geringen) Schneemengen des Winters werden durch die Cyklonen von den Meeren herbeigebracht. Die tropischen Regen nach monatelanger Dürre im Innern der Kontinente können auch nur von ozeanischen Wasserdampf gespeist werden. Welche Wasserdampfmengen die Seewinde weit landeinwärts mit sich führen, sehen wir in den oft mehrtägigen Landregen Mitteleuropas bei Nordwestwinden, die zu grossen Überschwemmungen Veranlassung geben können, wo doch die lokale Verdunstung bei dampfgesättigter Luft (bei relativ niedriger Temperatur) unterdrückt ist [1].

Deshalb finden wir, dass im allgemeinen die Niederschlagsmengen von den Küsten gegen das Innere der Festländer abnehmen. Die grossen Kontinente sind namentlich dort, wo Gebirge dem regenbringenden Winde vom Meere her in den Weg treten, niederschlagsarm bis zum Wüstencharakter, wie im Innern von Asien, von

---

[1] Supan und Brückner haben in letzter Zeit auf die gewöhnliche Unterschätzung der lokalen Verdunstung hingewiesen und gezeigt, dass auch die Verdunstung von den Landflächen eine sehr erhebliche Rolle bei der Entstehung der Sommerregen spielt. E. Brückner, Die Herkunft des Regens. VII. Internationaler Geographen-Kongress. Berlin 1899. Geogr. Zeitschr. 1900. S. 89. Supan, l. c. Der Hinweis auf die lokalen Quellen der Wasserdampfzufuhr, namentlich auf die Vegetationsdecken als solcher, ist sehr beachtenswert.

Durch die Flüsse soll nur etwa $^1/_4$ der Niederschlagsmenge der Landflächen dem Meere zugeführt werden. Es muss also ein grosser Teil der Niederschlagsmenge vom Lande selbst stammen, d. h. wir messen dieselbe ursprünglich vom Meere zugeführte Wassermenge in unseren Regenmessern mehrmals, sie wird mehrmals kondensiert und verdunstet immer wieder. Obige Aufstellung der Grösse der Abflussmengen dürfte aber doch noch etwas fraglich sein. Zu beachten ist, dass (in Westsibirien z. B.) im Winter die Atmosphäre bis auf einen totalen Wassergehalt von 1—2 kg (= 1—2 mm Niederschlag) austrocknet, und dass dann dort in den Monaten mit Temperaturen unter Null fast ein Drittel der gesamten Niederschlagsmenge fällt (9—12 cm etwa), die doch zumeist vom Meere stammen muss, bei so grosser Kälte. Es ist dann oben wärmer als unten. Im Sommer wird jedenfalls noch mehr Wasserdampf vom Ozean zugeführt. Wenn man also $^2/_3$ der Niederschlagsmenge der Wasserdampfzufuhr zuschreibt, so scheint uns dies eher eine niedrige Schätzung.

Nordamerika auf der Leeseite der Rocky Mountains etc.[1]) Dort, wo Gebirge schon an den Küsten einen Wall gegen das Eindringen der feuchten Seeluft bilden, treten auch die regenarmen oder regenlosen Gebiete ganz nahe an die See heran, wie z. B. in Australien, dessen Ostseite sehr reiche Niederschläge hat, während die Ebenen auf der Leeseite der Küstengebirge ganz trocken sind.

Dabei ist sehr zu beachten, dass die Gebirge im Winter, namentlich in den kalten Wintern der höheren Breiten, für die Zufuhr des Wasserdampfes vom Meere her eine viel wirksamere Schranke bilden als im Sommer. Das Land auf der Leeseite eines Gebirges ist daher im Winter relativ und auch absolut trockener als im Sommer. Wegen der höheren Temperatur, mit der die Seewinde dann dampfgesättigt das Gebirge überschreiten können, führen sie dem Lande hinter demselben (je nach der Höhe des Gebirges mehr oder weniger) reichlich Wasserdampf zu und gestatten dort ergiebige Sommerregen. Während dergestalt im Sommer an den Luvküsten der Regenfall abnimmt, weil das Kondensationsniveau jetzt höher liegt, nimmt er auf deren Leeseite zu, und die Unterschiede des Regenfalles gleichen sich deshalb mehr oder weniger aus.

Nach diesen Vorbemerkungen können wir die allgemeinen Züge der Verteilung der Niederschlagsmengen auf den Kontinenten kurz in Betracht ziehen.

Wir bemerken zunächst, dass in den Tropen die Ostseiten der Kontinente und Inseln im allgemeinen am regenreichsten sind. Es sind die von den vorherrschenden Ostwinden, den Passaten, direkt von dem Meere herbeigebrachten Wasserdampfmengen, welche hier reichlich kondensiert werden, namentlich wenn die Küsten landeinwärts ansteigen. An den Ostküsten von Asien und von Nordamerika setzt sich der reichliche Regenfall noch in die gemässigten Breiten hinauf fort bis zum und über den 40. Grad nördl. Br., weil daselbst im Sommer Seewinde mit mehr oder weniger ausgesprochenem Monsuncharakter einsetzen. Dasselbe ist der Fall an den Ostküsten von Australien, Südafrika und Südamerika. Die Westküsten sind dagegen unter gleichen Breiten viel regenärmer.

Das Verhältnis kehrt sich aber geradezu um in den höheren Breiten, wo polwärts von 40^0 die Westwinde vorzuherrschen beginnen. Am auffallendsten und geradezu typisch zeigt sich das in Südamerika. Die Westküsten werden auf beiden Hemisphären über 40^0 Breite hinaus sehr regenreich, wie die Regenkarte dies für Nordwesteuropa und Amerika, für Südamerika und Neuseeland deutlich zeigt. Es fallen da an den Küsten grosse Regenmengen, welche örtlich jene der Tropenzone erreichen.

Die stärksten Regen fallen überall dort, wo längere Zeit hindurch konstant wehenden Winden, die über ein warmes Meer herkommen, Landerhebungen in den Weg treten.

Auf den Kontinenten der mittleren und höheren Breiten fallen reichliche Regen auch über einem flachen Lande dort, wo sich am häufigsten die grossen atmosphärischen Wirbel einstellen, also längs der sogenannten Zugstrassen derselben; namentlich jener, welche am meisten frequentiert werden. Beispiele dafür bietet Nordamerika in der Gegend der kanadischen Seen, Dänemark und das südliche Schweden, auch die ungarische Niederung, die trotz ihrer kontinentalen Lage und ihrer fast allseitigen Bergumrahmung durchschnittlich mehr Regen empfängt als die Niederungen von Mähren und Böhmen, obgleich dieselben dem Atlantischen Ozean

[1]) Sehr schön zeigt sich die Abhängigkeit reichlicher Niederschläge von der Nähe eines warmen Meeres an dem Verlauf der Isohyeten in Nordamerika, wo sie vom mexikanischen Golfe gegen das Innere des Landes zungenförmig vordringen und so auf ihren Ursprung hinweisen. (Regenkarte von Schott, etc. s. S. 360.)

viel näher liegen. Es führt aber über Ungarn eine ziemlich stark von atmosphärischen Wirbeln besuchte Zugstrasse, die vom Mittelmeere und der Adria über Ungarn nach Polen verläuft. Dagegen bleiben Mähren und Böhmen schon ziemlich weit abseits von den atlantischen Zugstrassen, die über England und Dänemark in die Ostsee führen.

Überall aber steigert sich die Niederschlagsmenge an den Abhängen der Gebirge, infolge der dort häufig stattfindenden aufsteigenden Bewegung der Luft und der damit verbundenen Abkühlung derselben, die zur Verdichtung des Wasserdampfes führt. Jede speziellere Regenkarte eines Landes gewinnt daher eine grosse Ähnlichkeit mit einer Höhenschichtenkarte desselben.

Beispiele für die grössten Jahresmengen des Regenfalles

Europa. Westküste des mittleren Norwegen: Domsten 195, Florö 194, Bergen 185 cm. Westküste von Schottland: Glencoe (160 m) 324 cm [1]), Ben Nevis (1343 m) 380 cm [2]). Nordwestküste Englands: Seenbezirk von Cumberland, Styhead Pass (490 m) 431 cm, Seathwaite (129 m) 343 cm. Portugal: Serra da Estrella[3]) (in 1440 m) 297 cm. Dies waren lange Zeit hindurch die grössten bekannten Regenmengen in Europa. Aber die neueren Regenmessungen im Hintergrund der Bucht von Cattaro in der Krivosije haben ganz unerwartet grosse Regenmengen ergeben [4]). Zu Cikvice (1050 m) fallen (11 Jahre 1888—1898) 436 cm, so viel ca. wie am Styhead-Pass (dort längere Beobachtungsreihe!), auf der Südseite des Krainer Schneebergs, in Hermsburg, fallen auch 319 cm (1887—1898). Dies sind die grössten bekannten Regenmengen in der ganzen nördlichen gemässigten Zone und dieselben würden selbst in den Tropen als gross angesehen werden.

Nordamerika. Die grösste bekannte Regenmenge hat Neah Bay an der Fuca-Strasse (Nordwestküste) mit 279 cm, Sitka (Neu-Archangelsk, Alaska) hat 207 cm.

In Mittelamerika an der atlantischen Küste in Guatemala, Nicaragua, Costarica kommen örtlich sehr grosse Regenmengen vor, bis zu 658 cm (Greytown, Nicaragua), aber noch liegen keine langjährigen Messungen darüber vor. Desgleichen kommen in Westindien örtlich Regenmengen von 300 bis gegen 400 cm vor (Guadeloupe, Camp Jacob 366 cm).

Südamerika. Von der Ostküste ist die grösste bekannte Menge die am Kamme der Serra do Mar zwischen Santos und São Paulo mit 370 cm. An der Westküste hat, so weit bekannt, Valdivia das Maximum mit 290 cm.

Afrika. Westküste: Sierra Leone 430 cm. Kamerun 416 und Debundja am Südwestfuss des Kamerun Peak 946 cm! (4jähriges Mittel 1895—1898), die zweitgrösste bekannte Regenmenge der Erde [5]). Aus Ostafrika liegen von den wahrscheinlich regenreichsten Orten noch zu kurze Reihen von Messungen vor.

Asien. Vorderasien: Batum am Schwarzen Meer 237 cm. Ostasien: Kilung (Nordküste von Formosa) 358 cm.

Südasien. Indisches Monsungebiet. Hier fallen an den Südwesthängen der Küstengebirge die grössten Regenmengen. West-Ghats: Mahabaleshwar (1380 m) 683 cm. Baura 639 cm. Östlicher Himalaya: Buxa Fort 543 cm. Khasigebirge (Assam): Cherrapunji (1250 m) 1179 cm, Mittel von 33—40 Jahren. Dies ist die grösste bekannte Regenmenge der Erde [6]).

---

1) Bloss 7 Jahre, Glenaladale (15 m) 271 cm.

2) Mittel von 15 Jahren, Verhältnis zur Niederschlagsmenge am Fuss, Ft. William 2.03.

3) Über diese regenreichste Gegend von England s. Symons, British Rainfall 1896 und 1897, mit detaillierten Karten. S. a. Met. Z. 1898, S. 197. — Serra da Estrella s. Z. 1896, S. 351.

4) S. Met. Z. 1899, S. 329 und 1891, S. 189. Früher galten die Regenmengen zu Tolmezzo mit 244 und zu Raibl (222 cm) als die grössten auf dem Festland von Europa.

5) S. Met. Z. 1899, S. 312.

6) Über den Regenfall zu Cherrapunji s. Quarterly Met. Journal Vol. VIII, Januar 1882. J. Eliot, The Rainfall at Ch., mit Karte, und Vol. XVII, Juli 1891. Henry F. Blanford, On the variations of Rainfall at Ch., mit Karte. Cherrapunji liegt auf einem kleinen Plateau der Khasi Hills, das dort den höchsten Teil des Gebirges bildet. Dasselbe steigt ausserordentlich steil aus den Niederungen von Cachar und Silhet auf, welche kaum 30 m sich über das Meer erheben. Der SW-Monsun hat hier eine Richtung zwischen SSW und SE und weht so direkt gegen die Berge von West-Assam. Dieser dampfgesättigte Luftstrom wird hier direkt nach aufwärts geworfen, kühlt dabei rasch ab und lässt auf dem Plateau die ungeheuren Regenmengen fallen. Blanford hebt hervor, dass die Niederungen am Fuss der Khasiberge zur Regenzeit fast ganz unter Wasser stehen, welches seicht und daher durch die Sonne stark erwärmt wird, den Monsun also ganz besonders mit Dampf sättigt. Der Regenfall am Südfuss der Berge ist nur 250—300 cm, die Differenz von ca. 900 cm gegen Cherrapunji kommt auf Rechnung der raschen Ablenkung des SW-Monsuns nach aufwärts um mehr als 1200 m. Nur die mechanische Störung, welche den horizontalen Wind rasch in einen vertikalen verwandelt, ist die Ursache der ungeheuren Regenmenge auf dem Plateau der Khasi Hills, die übrigen meteorologischen Elemente zeigen dabei

An der Westküste von Hinterindien fallen zu Sandoway 537 cm. Im ostindischen Archipel haben Padang (461), Singkel (460), Siboga (475) und Pelantoengan (450) die grössten Regenmengen; Buitenzorg bei Batavia hat 435 cm (alles 20jährige Mittel).

Australien. Der Kontinent hat die grössten Regenmengen auf der Ostseite: Port Macquarie hat 165 cm, Kap Moreton 164, im Norden: Kap York 208, Port Darwin 159 cm. Neuguinea hat örtlich sehr grosse Regenmengen bis zu und über 400 cm. [Deutsch-Neuguinea: Konstantinhafen (10 Jahre) 307, Friedrich Wilhelm-Hafen (7 Jahre) 377, Simbang (4½ Jahre) 460, Tami (3 Jahre) 655, Sattelberg (4 Jahre) 459 cm.] Auf der Südinsel von Neuseeland hat Hokitika an der Westküste 298 cm, Bealey (ebenda) 259 cm (während an der Ostküste Christchurch nur 58 cm hat).

Von den Inseln des Grossen Ozeans mögen erwähnt werden: Hawaii Vulkan Haus Kilauea 433 cm; Jaluit (Marshal Inseln) 449 cm; Utu mapu Samoa 343 cm; Vuna 337 cm und Qara Walu (beide auf Taviuni, Fidchi-Inseln) 628 cm.

Dies sind die grössten Regenmengen der Erde, soweit selbe jetzt bekannt geworden.

Es ist wohl zu beachten, dass diese extremen Regenmengen fast überall auf einen kleinen Bezirk beschränkt bleiben, lokale Erscheinungen sind. Jene Gegend der Erde, welche durchschnittlich die grösste Regenmenge empfängt, ist wohl der hinterindische Archipel mit dem Nordsaum von Australien und mit Neu-Guinea.

Dagegen fehlt auf weiten Räumen die Regenmenge durchschnittlich ganz, oder beschränkt sich auf einige Centimeter im Jahre. Völlig regenlose Gebiete, in denen es im Laufe vieler Jahre überhaupt gar nicht regnet, giebt es aber wahrscheinlich doch nicht. Auch in der Sahara, an den Westküsten von Peru etc. fallen gelegentlich im Laufe der Jahre einmal Regen, die dann oft sogar sehr heftig sind. Zu den trockensten Teilen der Erde, im absoluten Sinne, gehören auch die Polargegenden, wo es vielfach nur 10—20 cm Niederschlag im Jahre giebt. Aber bei der niedrigen Temperatur und dem gefrorenen Boden wird trotzdem dabei kein Mangel an Feuchtigkeit bemerkbar. Dieselbe Niederschlagsmenge hat eine ausserordentlich verschiedene Bedeutung je nach dem Klimagebiet.

Auf eine Darstellung der Verteilung der Niederschläge über die einzelnen Teile der Erde kann hier nicht eingegangen werden. Als Ersatz dafür folgt in einer Anmerkung ein Hinweis auf die wichtigsten neueren Publikationen, wo darüber Belehrung eingeholt werden kann.[1])

---

keinerlei Störung. Während der Zeit der heftigsten Regen erleidet der Luftdruck zu Cherrapunji fast keine Änderung, er steigt dabei eher im ganzen etwas. Der tägliche Gang des Barometers verläuft wie in der Niederung. Der meiste Regen fällt bei Nacht, ca. zweimal so viel als bei Tag.

Die Angaben über den Regenfall zu Cherrapunji variieren sehr, weil, abgesehen von der Verschiedenheit der Jahrgänge, derselbe auch örtlich auf dem Plateau sehr verschieden ist, also mit dem Aufstellungsort des Regenmessers sich ändert. Das Mittel für die alte Station nahe dem Ostrand des Plateaus ist etwa 1290 cm, ca. 5 Proz. grösser als bei den Häusern in ca. 3 Furlongs Entfernung. An der Missionsstation, 1.6 km nordwestlich, ist sie um 178 cm kleiner, und auf der Südseite gegen den Mausmai-Absturz ist sie wahrscheinlich erheblich grösser, und kann vielleicht in nassen Jahren auf 1500 cm ansteigen.

Die Monatsmittel des Regenfalles sind (nach India Weather Review. 1896 Summary. S. 689):

Cherrapunji. Regenfall in Centimeter.

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
Centimeter	2	5	26	82	130	274	291	198	133	33	4	1	1179
Pro Mille	2	5	22	70	110	233	247	168	111	28	4	1	1000

Von Juni bis August fallen 65 Proz. der jährlichen Regenmenge und von Mai bis September 87 Proz. Die grösste Jahressumme (1871—1888) war 1402 cm (1878), die kleinste 719 (1873). Die grösste Monatssumme (zwischen 1851—1888, 29 Jahre) hatte der Juli 1865 mit 529 cm. — Zu Debundja (Kamerun), wo die zweitgrösste bekannte Regenmenge fällt, verteilt sich dieselbe viel gleichmässiger über das Jahr, auf die drei regenreichsten Monate kommen nur 41 Proz.

[1]) Die wichtigsten Monographien mit Karten über die Niederschlagsverhältnisse verschiedener Länder sind:

Russisches Reich: Wild, Regenverhältnisse des russischen Reiches. Rep. f. Met. Supplementband V. Petersburg 1887, mit Atlas. — Rykatchew, Meteorologischer Atlas des russischen Reiches. 1900.

Dagegen kann von einer kurzen übersichtlichen Zusammenstellung der grössten Regenmengen, die an einem Tage in kürzerer Zeit fallen können, wegen ihrer hohen praktischen Bedeutung sowie auch ihres wissenschaftlichen Interesses halber nicht abgesehen werden

---

Schweden H E Hamberg, Om Skogarnes Inflytande pa Sveriges Klimat IV Nederbord Med 19 Planscher V Snotacke Med 12 Planscher Stockholm 1896

Norwegen Met Institut Nedbor iagttagelser i Norge Seit Juli 1895 Mit Isohyeten

Belgien A Lancaster, La pluie en Belgique Bruxelles 1894 Carte pluviométrique de la Belgique

Deutschland H Topfer, Untersuchungen uber die Regenverteilung Deutschlands Gorlitz 1884, mit Regenkarte von Deutschland — van Bebber, Regentafeln von Deutschland Kaiserslautern 1873 — Der Oderstrom D Reimer, Berlin 1896 Der Elbstrom Berlin 1898 Memel, Pregel und Weichselstrom Berlin 1900 Grosse Werke herausgegeben von der preussischen Regierung Enthalten meteorologische Tabellen Temperatur- und Niederschlagsverhaltnisse im Detail bearbeitet, sowie viel grosse Regenkarten, von Prof Dr Viktor Kremser — G Hellmann, Regenkarte von Schlesien Berlin 1899 — Derselbe Regenkarte von Ostpreussen — Regenkarte von Posen und Westpreussen Berlin 1900 — Moldenhauer, Die geographische Verteilung der Niederschlage im nordwestlichen Deutschland, und J Partsch, Regenkarte Schlesiens Stuttgart, Engelhorn Forschungen zur deutschen Landeskunde B IX Heft 4 u 5 — Schulz, Die jährlichen Niederschlagsmengen Thuringens und des Harzes Halle a S 1898, mit Karte — P Polis, Niederschlagsverhältnisse der Rheinprovinz Mit Karte Stuttgart 1899 Forschungen etc B XII Heft 1 — Rubel, Niederschlagsverhältnisse in Ober-Elsass Mit Karte Stuttgart 1895 — J Ziegler Regenkarte der Umgebung von Frankfurt a M Frankfurt a M 1886 — Schreiber, Klima des Konigreiches Sachsen II Teil Chemnitz 1893 — Siebert, Die Niederschlagsverhaltnisse des Grossherzogtums Baden Mit Regenkarte Karlsruhe 1885 Neue verbesserte Ausgabe von Schultheiss Karlsruhe 1900 Mit Karten

Österreich-Ungarn Sonclar, Regenkarte der Österreich-Ungarischen Monarchie Wien, Holzel — Studnička, Grundzüge einer Hyetographie des Konigreiches Bohmen Prag 1887 — Vasa Ruvarac und Penck, Abfluss- und Niederschlagsverhältnisse von Bohmen Wien, Holzel 1896 — Oskar Raum, Regenfall in Ungarn Mit Regenkarte Magyarisch — J Hann, Regenverhältnisse von Osterreich-Ungarn Sitzungsberichte der Wiener Akademie B LXXX u LXXXI Okt 1879 und Jan 1880 — Ballif, Regenkarte von Bosnien und der Herzegowina

Rumanien Hepites, Annalen der Rumanischen Akademie Ser II B XVIII Bukarest 1896 — Album Climatologique de Roumanie 1900 (T XXIV, Isohyeten), Régime pluviometrique de R Bucarest 1900

Italien E Millosevich, Sulla Distribuzione della Pioggia in Italia Annali della Met T I 1881 Roma 1882 Appendice Part I 1883 Roma 1884

Schweiz R Billwiller, Carte pluviométrique de la Suisse 1864—1893 Archives des sciences Janvier 1897 Genève

Frankreich und Pyrenäenhalbinsel A Angot, Régime de la Peninsule Ibérique — Régime des pluis de l'Europe Occidentale Beide Abhandlungen mit Regenkarten für die Monate und Jahreszeiten, Diagramme etc Annales du Bureau Central Mét de France 1893 Paris 1895 Tome I — G Hellmann, Die Regenverhaltnisse der iberischen Halbinsel Zeitschrift fur Erdkunde B XXIII Berlin 1888

Die Ergebnisse der Regenmessungen in Frankreich hat Raulin in vielen Abhandlungen gesammelt, desgleichen auch jene in Algerien und den französischen Kolonien

Grossbritanien Rainfall Tables of the British Isles 1866 —1880 Met Council Nr 47 London 1883 — 1866—1890 Met Council Nr 114 London 1897 — A Buchan, The monthly and Annual Rainfall of Scotland 1866—1890 Mit 13 Karten Journ Scottish Met Soc III Ser Vol X Nr X—XII Edinburgh 1896

Nordamerika, Vereinigte Staaten Charles A Schott, Tables and Results of Precipitation in the United States Second Ed Washington 1881 Smith Centr 353 Mit Regenkarten Noch immer unubertroffen, was gründliche, streng wissenschaftliche Bearbeitung des Materials anbelangt Enthält auch Regenmessungen in Mexiko, Westindien, Mittel- und Sudamerika — Mark W Harrington, Rainfall and snow of the U S compiled to the End of 1891 Weather Bureau Bull C Washington 1894 Mit Atlas — A Henry, Rainfall of the U S Weather Bureau Bull D Washington 1897 Mit Karten Diese Arbeiten basieren nur auf dem neueren Material seit 1871 — Dunwoody, Charts showing the Normal Monthly Rainfall in the U States Chief Signal Office Washington 1889 — Ausserdem zahlreiche Monographien über einzelne Staaten in amtlichen Berichten an den Senat

Maxwell Hall, Rainfall of Jamaika, thirteen Maps showing the average rainfall London 1891 Institute of Jamaika

A Buchan, Rainfall of South Africa 1885—1894 Mit Karten Cape Town 1897

Henry F Blanford, The Rainfall of India Indian Met Memoirs Vol III Umfassende Monographie mit 18 Tafeln, ausserdem einer grossen Regenkarte von Indien

VI. Maxima des Regenfalles in kürzerer Zeit. Platzregen. Wolkenbrüche.

Wegen ihres grossen praktischen Interesses werden ziemlich allgemein neben den Monatssummen des Regenfalles auch die grössten Mengen angegeben, die in dem betreffenden Monate binnen 24 Stunden gefallen sind, also die Tagesmaxima des Niederschlages. Da dieselben nur selten den Registrierungen, zumeist bloss den einmaligen täglichen Regenmessungen, entnommen werden können, sind diese Daten vielfach nicht die wahren grössten Regensummen für 24 Stunden, sondern bloss die des Tages, welcher der Messung vorausgegangen ist. Sie sind also stets eher zu klein als zu gross.

Weil die grössten Regenmengen in kürzerer Zeit auch wissenschaftliches Interesse haben, indem sie auf die Entstehung dieser Regen selbst manches Streiflicht werfen, ist es wünschenswert, dass wenigstens das absolut grösste Tagesmaximum des Jahres in die Zusammenstellung der Ergebnisse der meteorologischen Beobachtungen aufgenommen, und bei Ableitung von mittleren Ergebnissen, auch das mittlere Tagesmaximum des Niederschlages berechnet werde.[1])

Von noch grösserem praktischen und wissenschaftlichen Interesse sind die Regenmengen, die innerhalb kürzerer Zeit fallen, also die Intensität der einzelnen starken Regen, die ja meist nur kurze Zeit andauern. Man misst nach jedem starken Regen die Regenhöhe, die derselbe geliefert hat und notiert dazu die Dauer des Regens. Die registrierenden Regenmesser überheben den Beobachter jetzt schon vielfach dieser Mühe. Man kann den kontinuierlichen Aufzeichnungen für jeden Zeitabschnitt die auf denselben entfallende Regenmenge entnehmen.[2])

Starke Regenfälle von kurzer Dauer nennt man gewöhnlich Platzregen, solche von ganz aussergewöhnlicher Intensität Wolkenbrüche (cloud burst).

Riggenbach definiert den Platzregen als einen Niederschlag von wenigstens 5 Minuten Dauer und einer Intensität von mindestens 20 mm pro Stunde. Wenn 50 mm oder mehr in einer halben Stunde fallen, so spricht man meist schon von einem Wolkenbruch.

Die Platzregen sind häufig von Gewittern begleitet, sie werden sogar geradezu „als stille Gewitter“ bezeichnet, selbst wenn merkbare elektrische Erscheinungen fehlen. Goodman fand, dass in Pawlowsk (bei Petersburg) von 109 Platzregen 64 mit Gewittern verbunden waren.

Die Platzregen fallen in unseren Breiten im Sommerhalbjahr, ja zumeist im Sommer selbst, und in Bezug auf die Tageszeit sind sie nachmittags am häufigsten. Lancaster giebt folgende Statistik der Platzregen von 9 Jahren zu Brüssel (starke Regen, die weniger als 2 Stunden dauerten):

Regenmenge		5—10	10—15	15—20	20—25	25—30 mm
Häufigkeit	Jahr	179	29	3	4	1
	Sommer	57	20	3	4	1

Nach Riggenbach verteilten sich zu Basel 53 Platzregen von 9 Jahren (1888—1896) in folgender Weise auf die Monate:

---

[1]) Man nimmt für jedes Jahr die grösste Tagessumme heraus und bildet aus diesen Jahresmaximis das Mittel.

[2]) Die amerikanische Monthly Weather Review enthält seit einiger Zeit für jeden Monat die grössten Regenmengen, die an jeder Station in 5, 10, 15, 20 .... 60, 80, 100 und 120 Minuten gefallen sind, ausserdem von zahlreichen Stationen ohne Registrierapparate die grössten Tagesmengen, und wo möglich auch Stundenmengen etc.

	März	April	Mai	Juni	Juli	August	September	Jahr
Haufigkeit	1	2	4	16	11	10	9	53

Auf die Zeit von 1—7^h nachmittags entfielen 32 Platzregen, von 7^h abends bis 1^h morgens 11, dagegen nur 4 auf die folgenden 6 Stunden 1^h bis 7^h morgens und 6 auf 7^{h}a bis 1^h nachmittags 60 Proz aller Platzregen ereignen sich nachmittags von 1—7^h, und 87 Proz entfallen auf die Monate Juni bis September [1])

In mehreren kleinen Tabellen findet man nachfolgend die grossten Tagesmengen des Niederschlages an verschiedenen Teilen der Erde zusammengestellt, sowie auch Angaben uber die grossten Regenmengen, die in kurzer Zeit fallen konnen [2]) Selbstverstandlich ist eine Auswahl aus den vorliegenden Angaben getroffen worden und konnte eine Vollstandigkeit nach keiner Richtung hin angestrebt werden Die zusammengestellten Daten sollen nur zur Orientierung dienen uber die grossten taglichen, stundlichen und minutlichen Regenmengen

Die absolut grossten Tagesmengen des Regenfalles treten auf an den Abhangen und in der Nahe von Gebirgen infolge gezwungenen Aufsteigens der Luft, oder, wo sie in Niederungen vorkommen, als Folge eines mehr oder minder stationaren seichten Barometerminimums, welchem feuchte Luft zustromt und dabei aufsteigt Diese Regen sind andauernd, die grosse Regenmenge ist eine Folge der langen Dauer, nicht einer besonderen Intensitat des Regenfalles Die ungeheure Tagesmenge des 14 Juni 1876 zu Cherrapunji in den Khasibergen (Assam) von 1036 mm, gleich der doppelten Jahresmenge des Regens mancher Orte in Mitteleuropa, die 902 mm, die auf der Kii Halbinsel in Japan wahrend eines ziemlich stationaren Taifuns zu Tanabe am 19 August 1889 (in 40 Stunden sogar 1270 mm) gefallen sind und ahnliche Mengen, wie sie an der Ostkuste von Australien bei sturmischen Winden vom Meere her fallen konnen, sind das Ergebnis des raschen und andauernden Aufsteigens feuchter warmer Luft und deren Abkuhlung [3])

Eine Regenmenge selbst von 1000 mm im Tage entspricht bei gleichmassigem Regenfall nur einer stundlichen Menge von ca 42 mm, die, wie sich zeigen wird, von einzelnen Regengussen auch in Mitteleuropa vielfach schon weit ubertroffen worden ist [4]) Das charakteristische dieser Regen des gezwungenen Aufsteigens der Luft an Gebirgshängen ist aber eben ihre Gleichmassigkeit Die Tagesmaxima von 323 mm zu Crkvice, im Hinterland von Dalmatien, von 345 mm zu Neuwiese im Riesengebirge sind gleicher Entstehung, dort veranlasst durch Sudsturme, die in einem Gebirgskessel konzentriert aufsteigen mussen, hier durch andauernde, feuchte, sturmische Nordwestwinde, die durch anhaltend hohen Druck im Westen und Nordwesten und niedrigen Luftdruck im Osten oder Sudosten hervorgerufen werden Unter

---

[1]) A Riggenbach, Ergebnisse 7jähriger Niederschlagsbeobachtungen in Basel Karlsruhe 1898

[2]) Die Frage, „was ist ein excessiver Regenfall"? beantwortet Symons, der in allem, was die Regenverhältnisse anbelangt, die grosste Autorität fur England war, mittelst folgender kleiner Tabelle (British Rainfall 1898)

Dauer	15	30	45 Minuten	1 Stunde	2 Stunden
	Regenmenge in Millimeter				
Gewöhnlich vorkommend	8	13	17	19	25
Ausserordentlich	19	32	41	44	51

Was zwischen liegt, ist schon ein sehr bemerkenswerter Regenfall Diese Schwellenwerte für excessive Regenfalle kann man auch fur Mitteleuropa gelten lassen

[3]) Lehrreich ist in dieser Beziehung die Darstellung von Knipping in Met Z 1890 S 281

[4]) Von dem Regenfall zu Cherrapunji lesen wir z B Der stärkste Regenfall im Jahre 1869 ereignete sich in der Nacht vom 28 zum 29 September und begann um 8 h abends, 17 5" (415 mm) fielen bis 9 h morgens, also stundlich 34 mm Heftige Gewitter um 1 h und dann wieder zwischen 3 h und 4 h morgens, mit lebhaften, fortwährenden Blitzen (Quart Journ R Met Soc Jan 1882 S 53)

ganz gleichen Verhältnissen fallen auch die grossen und verbreiteten Tagesmaxima des Niederschlages auf der Nordseite der Ostalpen, zuweilen von Bayern bis Niederösterreich. Die stündliche Intensität dieser Niederschläge ist meist gar nicht erheblich gross. In den Tropen fallen gelegentlich sehr grosse Tagesmengen bei Wirbelstürmen (in Bengalen, auf Mauritius, auf den Antillen etc.). Die hohen Tagesmaxima von Wien z. B. (siehe später) sind stets am Westrand eines Barometerminimums über Ungarn aufgetreten. Die stündliche Intensität derselben war gering, 10—13½ mm im Maximum (Tagessumme 139 mm, 15. Mai 1885).

Die absoluten und mittleren Tagesmaxima des Regenfalles sind durchaus nicht der mittleren Regenmenge eines Ortes proportional, sie nehmen viel langsamer zu als letztere und sind deshalb an trockenen Orten relativ viel grösser als an nassen. Ja nicht selten übertreffen die grössten Tagesmengen von Orten mit kleinen Regenmengen jene an Orten mit grossem Regenfall.[1]) Das zeigen z. B. die folgenden dem Werke von Wild über den Regenfall in Russland entnommenen absoluten und mittleren Tagesmaxima des Regenfalles:

Mittlere Regenmengen im Verhältnis zum Tagesminimum des Regens.

Ort	Ssotschi	Baku	Nertschinsk	Peking	Sitka
Mittlere Regenmenge	2068	253	412	624	2154 mm
Absolut. Tagesmaximum	186	102	154	251	110 mm
In Prozenten	9	40	37	40	5
Mittleres Maximum	124	35	44	100	—
In Prozenten	6	14	11	16	—

In Ssotschi und Sitka, wo die Jahresmenge des Regens 200 cm überschreitet, erreicht das grösste Tagesmaximum nur 9 und 5 Proz. derselben, erreicht dagegen an den regenarmen Orten im Inlande 40 Proz. und das Tagesmaximum von Peking mit 62 cm Regenfall ist höher als das der früher genannten Orte mit mehr als 200 cm.

In dem so regenreichen malayischen Archipel sind die absoluten Tagesmaxima des Regenfalles von 15 Jahren zu Buitenzorg und Padang 190 und 247 mm; in Prozenten der mittleren Jahresmengen (443 cm und 458 cm) bloss 4 und 5 Proz., die mittleren Maxima 132 und 194 mm entsprechen gar nur 3 und 4 Proz. derselben.[2])

Das absolute Tagesmaximum von Wien (139 mm) beträgt 22½ Proz. der mittleren Regenmenge (618), jenes von Raibl (277, 22. August 1891) nur 12.5 Proz. derselben (2216 m). Das absolute Tagesmaximum von Seathwaite in England und von England überhaupt (204 mm) beträgt kaum 6 Proz. des Jahresmittels (348 cm), wogegen die Tagesmaxima der trockenen Gegenden Englands 16—18 Proz. der Jahresmenge erreichen. So lieferte z. B. zu Angerton (Northumberland) ein Gewitterregen am 1. September 1898 innerhalb 3 Stunden 170 mm, das ist 21½ Proz. der mittleren Regenmenge (79 cm). Das Mittel der absoluten Jahresextreme (1865—1885) für England ist 133 mm oder 6½ Proz. der Jahresmenge. Nasse Jahre geben kleine Prozentzahlen, trockene grosse Der mittlere Prozentsatz der grössten Tagessumme (1875—1894) ist für London mit 64 cm Jahresmenge 5.8 Proz., für Worcester mit 74 cm 4.3 Proz. und für Seathwaite mit 343 cm 3.2 Proz.[3])

Excessive Regenfälle treten gelegentlich gerade in trockenen und selbst in den trockensten Gegenden auf. So in Oberindien, im Innern von Australien, in

---

[1]) Für England zeigen dies am besten die Tabellen über die grössten Tagesmengen, die Symons in jedem Jahrgang von British Rainfall mitteilt.

[2]) S. auch Woeikof, Regenverhältnisse des malayischen Archipels. Met. Z. 1885. April-, Juni- und Juliheft, Tabelle I.

[3]) Symons, British Rainfall. 1895. S. 40, auch Met. Z. 1899. S. 26. Es wäre wünschenswert, dass die Verhältniszahlen der absoluten und der mittleren Tagesmaxima des Regenfalles zum Jahresmittel für viele Orte mit verschiedenen Regenmengen und in verschiedenen Klimagebieten abgeleitet würden.

den trockenen Gegenden im Westen und Sudwesten der Vereinigten Staaten Zu Hyderabad, wo der mittlere Regenfall des Jahres nur 203 mm ist, fielen am 6 August 1865 260 mm und vom 5 bis 7. August 392 mm Zu Dorbajee fielen vom 4 bis 6 August 1866 914 mm (am 4 508 und am 5 355 mm), im ganzen Jahr aber nur 1134 mm

Im Innern von Neu-Sudwales fallen an Orten, wo der mittlere Regenfall 40 cm betragt, ofter 100 mm an einem Tage, ¼ ja zuweilen bis ½ der Jahresmenge In den Vereinigten Staaten sind gerade die Gebirgs- und Wustengegenden des Westens zwischen den Sierras und den Rocky Mountains der hauptsachlichste Schauplatz furchtbarer Wolkenbruche [1])

Grosste Regenmengen an einem Tage Einige Beispiele dafur sind

1 Tropen und Subtropen Cherrapunji, 14 Juni 1876, 1036 mm (vom 12 bis 16 Juni in 5 Tagen fielen 2898 mm) Purneah, Nordbengalen, 13 September 1879, 889 mm (am 18 September 1880 fielen an 3 Orten in den Nordwestprovinzen 724, 772 und 823 mm) Nedunkeni (Ceylon), 15 Dezember 1897, 807 mm Madras, 523 mm am 21 Oktober 1846 Bombay, 406 am 18 Juni 1886 Calcutta, 305 mm am 1 Mai 1835 Hongkong, 29 bis 30 Mai 1889 in 38 Stunden 841 mm, in 24 Stunden 553 mm, in 4 Stunden 302 mm, Maximum pro Stunde 86 4 mm [2]) Rio Janeiro, 26 April 1883, 223 mm von 3 h bis 7 h am

Japan Bei dem Wolkenbruch auf der Kii-Halbinsel vom 19 bis 20 August 1889 fielen in Tanabe (rund 34° nordl Br) an einem Tage 902 mm, in 40 Stunden 1270 mm, an mehreren Orten uber 500 mm [3]) Sama, 14 Oktober 1893, 747 mm

Queensland Crohamhurst (Blackhall Range 26° 50′ S, 152° 9′ E, 480 m), gemessen 8 h, am 1 Februar 1893, 274 mm, am 2 Februar, 510 mm, am 3 Februar, 780 mm, am 4 Februar, 273 mm, Summe 1837 [4]) Neu-Sudwales South Head, Port Jackson, 15 Oktober 1844, 518 mm in 22 Stunden, 29 April 1841, 511 mm Sydney, 28 Mai 1889, 212 mm Windsor, 323 mm Newcastle, 18 Marz 1871, in 2½ Stunden uber 269 mm [5])

Fidschi-Inseln Delanasau, 20 Marz 1871, 380 mm

Hawaii-Inseln Maui, 16 April 1895, 537 mm, davon 356 in 4 Stunden Mauritius, Cluny Estate (430 m), 610 mm (1865) [6]) Porto Rico Adjuntas, 559 mm, 7 bis 8 August 1899, in 23 Stunden

2 Subtropen und gemassigte Zone Sudeuropa, Molitg les Bains (E-Pyrenaen), 20 Marz 1868, in 1½ Stunden, 313 mm [7]) Perpignan, 11 Oktober 1862, in 7 Stunden, 233 mm, 29 August 1855, von 3½—5 h, 155 mm [8])

Montpellier, am 11 Oktober 1862, in 7 Stunden, 233 mm Marseille, am 1 Oktober 1892, 210 mm in 3 h 51 m, 150 mm in 2 Stunden [9]) Nach Symons zu Bleymard Lozère am 13 September 1855, 400 mm [10]) Fiume, 30 September 1892, 5 h am bis 1½ h pm, in 8½ Stunden, 208 mm, in der Nacht vom 1 zum 2 Oktober 7½ p bis 7 h a, 268 mm, 19 Oktober 1898, 9 h 35 a bis 12 h 50 p, 222 3 mm Ragusa, 13 Dezember 1872, 298 mm Crkvice, 22 Januar 1897, 323 mm Hermsburg, 31 Oktober 1889, 233 mm Triest, 14 Oktober 1896, 157 mm (davon 154 in 12 Stunden)

Dobrutscha Cara Omer (43° 50′ N 150 m), 17 August 1900, in 4 Stunden 320 mm Curtea-de-Arges (45° 10′), in 20 Minuten 204 6 mm

3 Mittel- und Westeuropa Trentschin (Ungarn), am 7 Juni 1873, 267 mm Budapest, am 31 Juli 1878, 108 mm Wien, 15 bis 16 Mai 1885 [11]), 139 mm Hadersdorf (bei Wien),

---

[1]) M s daruber auch Greely, American Weather pag 118 Auch A Henry, Rainfall in the U S 1897

[2]) Die grossten Regenmengen in Indien s Blanford, Climates of India pag 265—270

[3]) Knipping, Met Z 1890 S 281, mit Regenkarte Fur die Ursache so ungeheurer Regenmengen wichtig, in den Bergen nordlich von Tanabe fiel wohl noch viel mehr Aufsteigender Luftstrom bei langsam fortschreitendem Taifun Regenmengen pro Tag bis uber 400 mm scheinen im Sudwesten Japans nicht selten zu sein

[4]) Met Z 1893 S 150 u 224

[5]) Met Z 1879 S 198

[6]) Auf Mauritius sind schon an sechs sich folgenden Tagen 249 und 252 cm an zwei Orten gefallen

[7]) „Über die grossten Regenmengen von kurzer Dauer am Nordrande des westlichen Mittelmeerbeckens" siehe Hellmann, Regenverhaltnisse der Iberischen Halbinsel Zeitschrift d Gesellschaft f Erdkunde Berlin 1888 S 374 etc

[8]) Renou giebt fur 1868 eine Regenmenge von 390 mm in 2 Stunden zu Perpignan an, das stimmt aber nicht mit spateren Angaben

[9]) Met Z 1895 S 188 Am 9 Oktober 1827 sollen zu Joyeuse (Ardèche) am Fusse des Tanargue in 20 Stunden 780 mm gefallen sein, die Ardeche stieg um 5 m

[10]) M s die instruktive Tabelle in Met Mag August 1888 S 100

[11]) Bemerkenswert ist, dass von 1846—1882 das absolute Tagesmaximum 72 mm war (16 Mai 1851), dann sich folgten 104 am 29 Juli 1882, 139 (s oben) und 110 am 21 Juni 1886

30. Juli 1897, 188 mm; 11. Mai 1881, 174 mm; 28. Juli 1882, 195 mm. Reichenhall und Alt-Aussee, 12. September 1899, 242 mm. Langbath-See, 255 mm. Mühlau bei Admont, 287 mm (ebenfalls am 12. September). Schweiz: Bernhardin, 28. September 1868, 254 mm. Rorschach, 11. Juni 1876, 188 mm. Riesengebirge und Sudeten: 2. bis 3. August 1888; Gross Iser, 204 mm; Fleinsberg, 215 mm. 30. Juli 1897: Schneekoppe, 239 mm; Pr. Heinrich Baude, 224 mm; Kirche Wang, 220 mm. Neuwiese (780 m 50° 49' N., 15° 0' E.), **345** mm! vom Morgen des 29. zum Morgen des 30. Juli 1897. Wilhelmshöhe (970 m), 12 km von Neuwiese, 300 mm. Riesenhain (Aupagebiet), 266 mm. Breslau, 6. August 1858, 112 mm. Pirna, 10. Juli 1886, 156 mm. Dresden, 102 mm. Harzburg, 3. August 1896, 156 mm. Buchenberg (südlich von Wernigerode), 22. Juli 1885, 238 mm. Kurwien (Ostpr.), 9. August 1890, 144 mm. Rominten (Ostpr.), 10. Juli 1898, 143.7 mm, in 8½ Stunden. Colberg, 7. September 1880, 102 mm, in 6—7 Stunden.[1]) Wildgarten (Westpr.), im August 1896, 154 mm (davon 134 mm in 100 Minuten).

Belgien: Löwen, 7. Juni 1839, 151 mm.

England: Seathwaite, 12. November 1897, 204 mm. Ben Nevis, 1894, 197 mm. Tongue, 1870, 152 mm. Glenaldone (Westschottland), 132 mm.[2]) Ipswich, 1897, 128 mm.

Norwegen: Nedrebrö (östlich von Stavanger), 5. Dezember 1898, 150 mm.

Russland (Wild, Regenverhältnisse. S. 85 etc.): Pawlowsk, 55 mm. Kiew, 104 mm. Gv. Kherson, 22. Oktober 1885, 160 mm. Odessa, 8. Juni 1869, 70 mm in 50 Minuten. Baku, 102 mm. Ssotschi, 186 mm. Nertschinsk, 154 mm. Peking, 251 mm. Sitka, 110 mm.

Vereinigte Staaten.[3]) Einige Tagesmaxima über 10″ = 254 mm. Upper Mattole (Humboldt C.), 31. Januar 1888, 267 mm (vom 29. bis 31. Januar, 635 mm). Pensacola Fla., 28. bis 29. Juni 1887, 272 mm. Brackettville Texas, 2. Oktober 1881, 279 mm. Brouwnsville Texas, 21. bis 22. September 1886, 302 mm. Lambertsville N.-Y., 16. Juli 1865, 307 mm. Point Pleasant, 5. April 1885, 312 mm. Mayport Fla., 29. September 1882, 348 mm. Jewell (Maryland, 40 km südöstlich von Washington), 26. bis 27. Juli 1897, 375 mm, in 18 Stunden. Ft. Clark, Texas, 14. bis 15. Juni 1899, 457 mm. Alexandria La., 15. bis 16. Juni 1886, 544 mm.

Die grössten Regenmengen pro Stunde und in kürzerer Zeit weisen manche bemerkenswerte Eigentümlichkeiten auf. Die Örtlichkeiten ihres Auftretens fallen im allgemeinen keineswegs zusammen mit jenen der grössten Tagesmengen, letztere halten sich mehr an die Gebirgshänge, erstere an die wärmeren Niederungen. In kurzer Zeit fallen hier öfter weit grössere Regenmengen als auf die gleiche Zeit reduziert in den Gebirgen.

G. Hellmann zieht aus seiner Zusammenstellung der täglichen und stündlichen Niederschlagsmaxima in Schlesien folgende Schlüsse: An den maximalen Regenfällen von kurzer Dauer sind die Orte der Niederung viel mehr beteiligt als die des Hochgebirges, wo gerade die grössten täglichen Regensummen vorkommen. Die stärksten Regenfälle von längerer Dauer bis zu 24 Stunden gehören dem Gebirge an, während die von kurzer Dauer, 2—3 Stunden, häufiger in der Ebene vorkommen. Bei jenen regnet es in der Stunde durchschnittlich so viel, wie bei diesen in 5 Minuten fallen. Jene sind gewöhnlich von grösserer Ausdehnung und verursachen deshalb umfangreiche Überschwemmungen, diese treten nur sehr lokal auf, richten aber auf diesem beschränkten Gebiete oft relativ nicht geringen Schaden an.[4])

Um Platzregen bezüglich ihrer Intensität bequem mit einander vergleichen zu können, ist es zweckmässig, die Regenmengen, die sie geliefert haben, auf die Minute als Zeiteinheit zu reduzieren[5]), wie dies in unserer Tabelle geschehen ist.

---

[1]) S. auch Hellmann, Grösste Niederschlagsmengen in Deutschland (und Österreich) bis 1884 inkl. Zeitschrift des kgl. Preussischen Statistischen Bureaus 1884. Berlin 1884. Regenkarte der Provinz Schlesien. Berlin 1899. S. 18 etc. Regenkarte der Provinz Ostpreussen, von Westpreussen und Posen. 1900.

[2]) Symons, British Rainfall. 1886. pag. 130, und in anderen Jahrgängen, namentlich 1897, pag. 110 etc. In The Stye fielen wahrscheinlich am 12. November 1897 275 mm.

[3]) Nach Greely, American Weather. New York 1888, und Tables of excessive precipitation. Report Weather Bureau 1895/96. pag. 247. Einige Daten nach neueren Jahrgängen der Monthly Weather Review. Diese letzteren enthalten monatlich sowohl die Tagesmaxima und stündlichen Maxima, als auch die Mengen pro 5, 10, 15, 20, 25, 30 etc. bis 60, 80, 100 und 120 Minuten nach den Registrierungen.

[4]) Regenkarte von Schlesien. Berlin 1899.

[5]) Der umgekehrte Vorgang, der häufig eingehalten wird, die Regenmengen, die in 5—10 oder 20 Minuten gefallen sind, auf eine volle Stunde zu reduzieren, ist unzweckmässig und irreführend, weil die intensivsten kurzen Schlagregen nie mit gleicher Intensität so lange anhalten.

Grosse Regenmengen in kurzer Zeit

Ort	Datum	Menge	Zeit	red a Min	Ort	Datum	Menge	Zeit	red a Min
I Dauer 1 Stunde bis 40 Minuten									
Campo, Kalif	August 91	292	60	4.87	Tanabe, Japan	19 August 89	90.5	60	1.51
Palmetto, Nev	August 90	224	60	3.73	Hongkong	15 Juli 86	88.4	60	1.47
Newtown, Pa	5 August 43	140	40	3.50	Ft Mc Pherson	27 Mai 68	57.2	40	1.43
Molity, E-Pyr	20 Mai 68	209	60	3.48	Henley-in-Arden	13 Juli 89	92.5	65	1.42
Tridelphia, W-Va	19 Juli 88	175	55	3.16	Jacksonville, Fl	6 August 91	79.3	60	1.32
Lajas, Porto R	31 August 99	143	60	2.38	Waltershausen	14 August 84	75	60	1.25
Kremsmunster	16 Juli 55	(100)	(45)	(2.22)	Ipswich	21 Juli 97	75	60	1.25
Wartha, Schl	16 August 97	98	45	2.18	Trier	17 Juni 56	73	60	1.22
S Louis, Mo	15 August 48	128	60	2.13	Konigsberg	16 Juli 64	55	45	1.22
Koka, SW-Jap	19 August 89	121	60	2.02	Finale, Mod	25 Juni 78	70	60	1.17
Longlier, Belg	29 Juli 92	106	60	1.77	Liebenthal, Schl	12 Juni 96	69.3	60	1.16
Perpignan	29 August 55	103	60	1.72	Hohenheim	5 Juli 93	66	60	1.10
Neustadt a H	6 August 86	98	60	1.63	Mellington Hall	26 Juni 95	61	60	1.02
Philadelphia[1]	3 August 98	97	60	1.62	Basel	14 August 93	53	55	0.96
Rio Janeiro	25 April 86	96.5	60	1.61	Pawlowsk	14 August 90	38.5	60	0.64
Hallettsville, Tex	14/15 Juni 99	93	60	1.55	Berlin	13 Juli 92	32	60	0.53
II Dauer 39—20 Minuten									
Rumanien[2]	7 Juli 89	204.6	20	10.23	Washington, D C	27 Juni 81	61.7	37	1.67
Bordeaux	5 Juli 83	88.5	20	4.42	Grange Pit Farm	26 Juli 95	32	20	1.60
Biscayne, Fl	28 Marz 74	104	30	3.47	Preston	10 August 93	53	35	1.51
Nargatov Kherson	9 Juli 96	98.6	30	3.29	Klausthal	25 Juli 64	36	25	1.44
Cowbridge Ash II	22 Juli 80	73.7	30	2.46	Krakau	5 Mai 90	41.2	30	1.37
Indianopolis	12 Juli 76	61	25	2.44	Dresden	13 Juni 76	41	30	1.37
Leavenworth	21 Juli 87	48	20	2.40	Wernigerode	?	39.4	30	1.31
Seaman, Ohio	25 Juli 99	67.3	30	2.24	Montsouris	20 August 67	36	30	1.2[illegible]
Gleichenberg	5 August 93	65	30	2.17	Oppeln	12 Mai 94	35.9	30	1.20
Luton, Engl	24 Juni 97	42	20	2.10	Wien	10 Juni 53	41.5	(35)?	1.19
Uccle, Belg	10 Juli 95	61	35	1.74	Berlin	15/16 Mai 90	22.5	20	1.12
III Dauer unter 20 Minuten									
Ft Mc Pherson	27 Mai 68	38	5	7.60	New York	22 Mai 81	29.2	10	2.9[illegible]
Galveston	4 Juni 71	100	14	7.13	Seifershau, Schl	22 Mai 98	14.6	5	2.92
Preston	10 August 93	31.7	5	6.34	Savaillons, Vog	10 Juli 84	43	15	2.87
Gouv Pultawa	15 April 90	56.5	10	5.65	Trebnitz, Schl	13 Juli 95	40.5	15	2.70
Aweyden, Ostpr	4 August 95	23.0	5	4.60	Amanda, Ja	31 August 78	39.6	15	2.6[illegible]
Basel	28 Juli 96	22.3	5	4.46	Ft Randall, Dak	8 Mai 73	39.6	15	2.6[illegible]
Turnhout, Belg	10 Juli 89	25	6	4.17	Paris	3 August 91	20.7	8	2.59
Washington, D C	26 Juli 85	24.4	6	4.07	London	23 Juni 78	25.4	10	2.54
Muhlenthal, Ostp	30 Juni 91	11.7	3	3.90	Philadelphia	26 Juli 87	15.7	7	2.24
Embararras Wisc	28 Mai 81	58	15	3.87	Pawlowsk	14 August 90	21.5	10	2.15
Jeanerette, Louis	23 August 99	38.1	10	3.81	Wernsdorf	9 Mai 67	31.4	15	2.09
Neufschateau[3]	18 August 92	49	13	3.77	Marseille	1 Oktober 92	27	13	2.0[illegible]
Meseritz Posen	20 Mai 99	9.9	3	3.30	Gutersloh	29 Juli 38	14.3	7	2.0[illegible]
Radtkehmen, Otp	13 Septbr. 98	19.6	3	3.27	Adelheidsthal, [Westpr	22 Juni 98	26.3	13	2.0[illegible]
Jacksonville, Fl	6 August 91	15.8	5	3.16	Simla	15 Juni 95	21.1	12	1.8[illegible]
New York	6 Juni 93	15.2	5	3.04	Annaberg	10 Septbr 67	24	15	1.6[illegible]
Philadelphia	3 August 98	15.2	5	3.04	Wien	2/3 Juli 95	20	12	1.6[illegible]
Lagarde, Vaud	4 Juli 76	30	10	3.00	Wien	3 Juni 91	10	6	1.6[illegible]
Parc S Maur	8 August 80	15	5	3.00					

[1]) In 75 Minuten 138 mm [2]) Curtea-de Arges (45° 10′ N, 24° 11′ E) 450 mm [3]) Vogesen

Bei dieser Reduktion erweisen sich die grossen Tagessummen als relativ von geringer Intensität. Selbst der früher erwähnte Nachtregen zu Cherrapunji mit 445 mm in 13 Stunden giebt bloss 0·57 mm pro Minute, während in Wien und Berlin bei kurzen Gewitterregen schon öfter die doppelte Menge pro Minute gefallen ist.

Wenn man die vorstehende Tabelle durchsieht, wird man zu dem Schlusse kommen, dass im allgemeinen die Intensität der Regen ihrer Dauer umgekehrt proportional ist. Hellmann giebt dafür nach den Beobachtungen in Schlesien, in Ost- und Westpreussen und in Posen folgende lehrreiche Zahlen:

Intensität der grössten Niederschläge pro Minute nach ihrer Dauer.

Dauer	1—5	6—15	16—30	31—45	46—60 Min.	1—2	2—3	über 3 Std.
	Grösste Intensität pro Minute.							
Schlesien	2.92	2.70	1.81	1.05	1.16	1.06	0.61	0.29
Ostpreussen	4.60	3.27	2.17	1.22	1.08	0.91	0.50	0.28
Westpreussen u. Posen	2.25	1.95	1.28	1.32	0.77	0.76	0.41	0.30

Die mittlere Intensität der Niederschläge nimmt demnach mit ihrer Dauer ziemlich regelmässig ab. [1]) Dies zeigen auch recht schön die folgenden, grösseren Tabellen in dem Report des Weather Bureau (1895/96) entnommenenen, Daten [2]):

Ort	Datum	Regenmenge in Millimeter in 5 m	10 m	Regenmenge reduziert auf eine Minute 5 m	10 m
Bismarck	6. u. 7. Septbr. 1894	19·1	25·4	3·82	2·54
S. Paul	15. Juni 1892	17·8	25·4	3·56	2·54
Milwaukee	9. August 1894	16·5	17.8	3·30	1·78
Kansas City	17. u. 18. Juni 1891	16·5	27·9	3·30	2·79
Jacksonville	6. August 1891	15·8	30·0	3·16	3·00
Detroit	2. u. 3. Juni 1892	15·2	25·4	3·04	2·54
Savannah	13. Juli 1895	14·7	26·7	2·94	2·67

Bei diesen ausserordentlich starken Regenfällen ist demnach im Mittel die maximale Intensität während 5 Minuten 3·30 mm pro Minute, für 10 Minuten aber nur mehr 2·55 mm. So intensive Regen halten demnach nicht lange an. Nur bei ganz ausserordentlichen Wolkenbrüchen, wie jene, welche Henry aus Kalifornien und Nevada citieren kann, können Regen von einer Intensität von 4—5 mm pro Minute eine Stunde hindurch dauern, während eine gleiche oder noch grössere Intensität bei ganz kurzen Platzregen auch bei uns nicht gar so selten vorkommen mögen (s. in vorstehender Tabelle Preston in England, Koroventzy (Pultawa) in Südwestrussland [3]), Basel etc.).

Da die Intensität der Platzregen mit ihrer Dauer abnimmt, könnte man annehmen, dass das Produkt aus Dauer und Intensität nahezu konstant sei. Diesen

[1]) Riggenbachs Zusammenstellungen der Platzregen von 9 Jahren zu Basel ergaben desgleichen, dass kurze Platzregen heftiger sind als lang andauernde, doch kann bei Wolkenbrüchen ein intensiver Erguss beinahe eine Stunde anhalten. Die mittlere Dauer eines Platzregens nimmt mit steigender Intensität sehr langsam ab; für alle Platzregen unter 60 mm (reduziert auf 1 Stunde), d. i. in 89 Proz. der Fälle, beträgt die mittlere Dauer nahe eine Viertelstunde.

[2]) In den Vereinigten Staaten sind seit Frühjahr 1889 an 36 Orten registrierende Regenmesser aufgestellt. Aus den Ergebnissen der Aufzeichnungen derselben bis Ende 1895 sind die grossen Tabellen über die stärksten Regen an der citierten Stelle zusammengestellt worden.

[3]) Klossovsky in Ciel et Terre vom 1. Februar 1898. Met. Z. 1898. S. 191.

Schluss hat auch Nipher aus Dr. Engelmanns 47jährigen Regenmessungen zu St. Louis gezogen [1]). A. Henry bestreitet aber die Existenz einer einfachen Beziehung zwischen Dauer und Intensität. Doch zeigen seine Diagramme eine ziemlich regelmässige Abnahme der letzteren mit Zunahme der Dauer der Niederschläge. [2])

Man liest so oft von der grossen Intensität der tropischen Regen, dass es sich lohnt, dieselben mit Beziehung auf die Tabelle S. 366 in dieser Hinsicht zu prüfen. Stundenmengen des Regenfalles von 90—100 mm sind auch in den Tropen selten, sie entsprechen einer Intensität von 1.5 bis 2.2 mm pro Minute, die von unseren kürzeren Regen nicht selten übertroffen wird. Übrigens sind auch zu Wartha in Schlesien 98 mm in 45 Minuten, und in Südeuropa schon 300 mm in zwei Stunden gefallen. Angaben über die Intensität der Tropenregen in kürzerer Zeit fehlen noch, die jetzt von den Amerikanern in Westindien aufgestellten Regenautographen werden sie aber bald liefern.

J. Wiesner hat einen Aufenthalt in Buitenzorg (Java) benutzt, die Intensität der tropischen Regen in kürzer Zeit zu messen. Er fand als Maxima pro Minute 0.52, 1.66 und 2·27, aber aus einer Beobachtungsdauer von bloss 15, 5 und 3 1/2 Sekunden. Bei längerer Dauer der Beobachtung ergaben sich am 28. November in 8 Minuten 7.2 mm, also 0.9 pro Minute, und am 10. Januar 2.55 mm pro Minute. Das waren die absoluten Maxima. Die mittlere Intensität der Regen zu Buitenzorg ergab sich zu 0·3 mm pro Minute, in Brüssel ist sie nach Lancaster von Juni bis September 0.04 mm pro Minute.

Es ist demnach nur die mittlere Intensität der Tropenregen grösser als die unserer Regen, in einzelnen Sommerregengüssen wird die Intensität der Tropenregen (so weit sie jetzt bekannt) auch in höheren Breiten öfter erreicht und selbst übertroffen. Die Intensität der stärksten Sommerregen kann bemerkenswerter Weise vom Äquator bis zum 60. Breitegrad hinauf (Pawlowsk mit 2·15 mm) die gleiche sein. Nur die mittlere Intensität der Tropenregen ist grösser, aber die ausserordentlichen Regen sind kaum intensiver als die unseren. Auch die Dauer kann keinen erheblichen Unterschied bedingen, denn würden Regen von 3.0 mm Intensität in den Tropen öfter bis zu 2 Stunden andauern, so gäbe dies Tagesmaxima von mindestens 360 mm, die, wie wir wissen, auch dort selten sind [3]).

Die Frage, wie so grosse Regenmengen von 50—80 mm in einer Stunde oder selbst in einer halben Stunde über ebenem Land fallen können, drängt sich bei Betrachtung unserer Tabelle der Regenmaxima in kürzerer Zeit von selbst auf.

Da die Wassermenge, die an einem ungewöhnlich warmen feuchten Sommertag über Mitteleuropa in der ganzen Atmosphäre vorhanden ist, kaum über $15 \times 2{\cdot}3 = 34{\cdot}5$ Kilogramm pro Quadratmeter geschätzt werden kann, so könnte dieselbe, vollständig kondensiert, nur eine Niederschlagshöhe von ca. 35 mm geben (s. S. 225). Da weit grössere Niederschläge fallen, so muss eine Zufuhr von feuchter Luft aus der Umgebung am Orte des Niederschlages angenommen werden. In der That ist ja nur auf diesem Wege die Entstehung sehr grosser Niederschläge in kurzer Zeit über einem

[1]) Nipher fand, dass das Produkt aus Dauer und Intensität = 5 Zoll (127 mm) sei. Science 1884 Oct. 24. pag. 409.

[2]) Rainfall of the United States. Weather Bureau Bulletin D. Washington 1897. S. 53 etc. Maximum Intensity of Rainfall u. Plate III.

[3]) S. Dauer der Regen zu Batavia S. 319. Bei einer Durchsicht von 20 Jahrgängen der „Regenwaarnemingen in Nederlandsch-Indie“ fand ich bloss einmal ein Tagesmaximum von 400 mm im ganzen Archipel bei nahe 200 Stationen, trotz der grossen Regenmengen (bis zu 400—500 cm im Jahr), die da fallen. Das mittlere Maximum von 15 Jahren (nicht für einen bestimmten Ort, sondern überhaupt) das im Jahre durchschnittlich irgendwo im Archipel vorkommt, ist bloss 300 mm.

flachen Lande überhaupt denkbar. Über einem abnorm erwärmten Orte erhält die feuchte Luft einen plötzlichen Impuls zum Emporsteigen, kühlt sich dabei ab und kondensiert ihren Wasserdampfgehalt zum grösseren Teile. Die Luft der Umgebung wird naturgemäss zum Ersatz der aufsteigenden Luft herbeigezogen und steigt gleichfalls auf. Es konzentriert sich derart der Wasserdampfgehalt der Luft einer weiteren Umgebung an dem Orte des einmal eingeleiteten Niederschlages und kommt da gleichfalls zur Kondensation. Es hängt dann nur von der Geschwindigkeit des Aufsteigens der Luft ab, wie viel Niederschlag dabei fallen kann. Nehmen wir die Luft bei 15° gesättigt an, so enthält der Kubikmeter rund 13 Gramm Wasserdampf.[1]) Wird die Luft so hoch hinaufgeführt, dass sie bis —8° abkühlt, so werden in jedem Kubikmeter rund 10 Gramm Wasserdampf kondensiert; dies erfordert ein Aufsteigen der Luft um $4\frac{1}{2}$ km (roh veranschlagt). Geben wir der aufsteigenden Luftbewegung eine Geschwindigkeit von 5 m pro Sekunde, so legt sie diese Höhe in 15 Minuten zurück. In diesen 15 Minuten verlieren demnach 4500 cbm je 10 Gramm Wasserdampf, was einen Niederschlag von 45 kg pro Quadratmeter oder 45 mm Regenhöhe ergeben würde. Dies entspricht schon ziemlich den grössten Niederschlägen in unserer Tabelle. Dieselben sind aber nur möglich, wenn aus einem weiten Umkreis die feuchte Luft während der ganzen Zeit stetig dem Niederschlagsorte zuströmt und dort aufsteigt. Es ergiebt sich aber daraus auch, dass solche Niederschläge nur ganz lokal auftreten können, nicht zugleich über grösseren Flächen. Wohl aber kann der Kondensationsherd fortschreiten und seine Wassermengen nach und nach auf einen mehr oder minder schmalen bandartigen Landstreifen ausgiessen. In den meisten Fällen erschöpft sich aber der Auftrieb der feuchten Luft und der begleitende Niederschlag in kurzer Frist, einem kurzen heftigen Erguss folgt bald schwächerer Regen, denn die zuerst aufgestiegene Luft ist die wärmste und dampfreichste, die nachfolgende ist schon kühler und deshalb dampfärmer. Es erklärt sich aus dem Gesagten auch die Vorliebe, mit der die kurzen aber sehr intensiven Schlagregen über erwärmten Niederungen auftreten, sowie die Zeit ihres Auftretens hauptsächlich an den Nachmittagen des Sommerhalbjahres.

Für die Wassermassen jedoch, die nach den Beschreibungen und einzelnen Messungen bei wirklichen „Wolkenbrüchen" zuweilen herabstürzen, scheint die obige Erklärung allein nicht völlig ausreichend zu sein. Die Bezeichnung Wolkenbruch verleitet dabei leicht zu der Annahme, dass in der That aufgesammeltes Wolkenmaterial aus irgend einem Grunde plötzlich herabstürzen könnte, also das Zusammenbrechen mächtiger Wolkenbänke den „Wolkenbruch" veranlassen möge. Die Rechnung ergiebt aber, dass diese Annahme nicht haltbar ist. Nach F. Exner und Konrad enthalten die dichtesten Wolken kaum mehr Wasser als 10 Gramm pro Kubikmeter, selbst eine 4 km mächtige Wolkenbank von dieser Dichte (die aber kaum möglich ist, wegen der niedrigen Temperatur in ihren oberen Schichten) würde nur 40 kg Wasser pro Kubikmeter liefern können, d. i. nur einen Niederschlag von 40 mm, also noch keinen „Wolkenbruch".

Dagegen nimmt Ferrel an[2]), dass durch die Heftigkeit der aufsteigenden Luftbewegung in einem aufsteigenden Luftwirbel oder Luftschlauch der in demselben gebildete Niederschlag in Tropfenform in grosse Höhen hinaufgeführt und

---

[1]) Das Niveau des Aufsteigens und des Zuströmens liegt stets in grösserer Höhe über der Erdoberfläche, in der mittleren Wolkenregion etwa.

[2]) Recent Advances in Meteorology. Washington. 1886. pag. 315. Popular treatise on the Winds. New York 1889. S. 380, 400 u. 429.

suspendiert erhalten werden könne. Es gehört keine grosse Geschwindigkeit dazu, um selbst ziemlich grosse Wassertropfen zu heben und in Suspension zu halten (s. S. 262). Die seitlich dem Luftschlauch zuströmende feuchte Luft liefert stets neues Niederschlagsmaterial, das in dem aufsteigenden Luftwirbel so lange aufgespeichert erhalten werden kann, bis letzterer schwächer wird oder ganz zusammenbricht, worauf die angesammelte Wassermenge auf einmal über einem Orte herabstürzt. Das kann auch geschehen, wie Ferrel meint, wenn ein solcher Luftwirbel bei seiner Fortbewegung ein Hindernis trifft, z. B. ein Gebirge, welches durch Reibung oder einseitige Hemmung des Zuflusses den Wirbel schwächt und auflöst.

Ferrel berechnet, dass eine Wassermenge, entsprechend einem Niederschlag von 163 mm, bei einer aufsteigenden Bewegung von 27 m pro Sekunde (welche natürlich nur in einem heftigen Wirbel von kleinem Durchmesser [Tornado] angenommen werden kann) in Suspension erhalten werden könne, ohne die Kraft des Wirbels und die aufsteigende Bewegung so weit zu hemmen, dass Tropfen von gewöhnlicher Grösse zur Erde fallen könnten.[1])

[1]) Ferrel meint geradezu, dass die Grösse der Regentropfen in allen Fällen ein Mass für die Geschwindigkeit der aufsteigenden Bewegung der Luft ist, sind die Tropfen klein, so ist letztere nur schwach, fallen grosse Tropfen, so ist dies ein Zeichen, dass die aufsteigende Bewegung kräftig genug ist, die kleineren am Fallen zu hindern.

IV. Buch.

Die Erscheinungen der Luftbewegung (dynamische Meteorologie).

Erstes Kapitel.

Der Wind im allgemeinen.

A. Definition und Charakterisierung der Luftbewegungen. Mehr oder minder bewegte Luft nennen wir Wind, sehr stark bewegte Luft aber Sturm. Die Bewegung der Luft, die wir beobachten können, erfolgt mit geringen Abweichungen nahezu parallel zur Erdoberfläche, der Wind weht stets fast oder völlig horizontal. Nur an steilen Berglehnen oder auf Berggipfeln können wir auch aufsteigende Luftbewegungen beobachten, sowie lokal in nächster Nähe von Hindernissen, die der bewegten Luft im Wege stehen.

Die sehr wichtigen aufsteigenden und niedersinkenden Luftströmungen entziehen sich fast ganz unserer Beobachtung und Messung, da dieselben in der Nähe der Erdoberfläche in merklicher Weise nicht auftreten können (aufsteigende Ströme) oder (als niedersinkende) gehemmt werden und in schwache horizontale Bewegungen übergehen.[1])

1. Die Luftbewegung wird charakterisiert durch ihre Richtung und Stärke. Sie unterscheidet sich dadurch von den anderen meteorologischen Elementen, dass sie nach Scalargrössen und Vektorgrössen gemessen werden muss.

Die Windrichtung wird nach der Himmelsgegend benannt, aus welcher der Wind kommt. Sie wird zumeist nur nach den 8 Hauptrichtungen unterschieden, seltener nach 16 Punkten des Horizontes. Im ersteren Falle werden alle Richtungen, die $22^1/_2{}^0$ ca. rechts und links von dem Punkte liegen, nach dem der Wind genannt wird, als eine Windgruppe betrachtet und nicht weiter unterschieden. Ein Nordwind z. B. umfasst alle Windrichtungen, die aus der Himmelsgegend N $22^1/_2{}^0$ W und N $22^1/_2{}^0$ E kommen, ähnlich gehört dem NE-Wind die ganze Himmelsgegend NE $22^1/_2{}^0$ N und NE $22^1/_2{}^0$ E etc. Unterscheidet man 16 Richtungen, so umfasst der Bereich jeder Windgruppe nur $22^1/_2{}^0$

[1]) Henry Lasne hat spezieller gezeigt, dass messbare vertikale Bewegungen von einiger Ausdehnung und Dauer in Masse (nicht als Spiel der aufsteigenden und niedersinkenden Bewegungen über dem erwärmten Erdboden) bis zu einer grösseren Höhe über dem Erdboden nicht vorkommen können. Eine vertikale Komponente von 1 m pro Sekunde in 50 m Höhe über einer Fläche von 100 Quadratkilometer würde einen horizontalen Wind von 500 m pro Sekunde erfordern. Annuaire de la Soc. Met. de France, und Congrès Mét. international. Paris 1889. pag. 180. Montigny 1867 und Dechevrens 1880 in Zikawei haben die vertikale Komponente der Winde zu messen gesucht. Letzterer hat hierzu ein „Clino-Anemometer" konstruiert.

des Horizontes, also nur $11^1/_4{}^0$ ca rechts und links von dem Punkte des Horizontes, nach dem der Wind genannt wird [1])

Bei Windbeobachtungen zur See wird die Windrichtung nach dem Kompasse (also missweisend) angegeben, sie ist demnach mit der ortlichen Deklination der Magnetnadel behaftet, und muss nach derselben korrigiert werden

Bei den grossen Schwankungen der Windrichtung (der Windfahne) innerhalb kurzer Zeitintervalle uber dem Lande und den Schwierigkeiten, auf dem bewegten Schiffe (namentlich auf Dampfschiffen) die zur See allerdings konstantere Windrichtung genau zu bestimmen [2]), genugt es vollkommen, nur 16 Windgruppen nach den entsprechenden Kompassstrichen zu unterscheiden. Ohne genaue und frei aufgestellte Windfahnen wird man sich bei der Aufzeichnung der Windrichtung zumeist mit der Angabe von 8 Richtungen begnugen mussen

Man muss zwischen der Windrichtung an der Erdoberflache und der Richtung des Windes in grosseren Hohen uber der Erdoberflache unterscheiden, die sehr haufig von der unteren verschieden ist Letztere ergiebt sich aus dem Wolkenzuge, aus der Bewegung der Rauchsaulen hoher Vulkane etc

Wenn von der Windrichtung schlechtweg die Rede ist, meint man stets den an der Erdoberflache herrschenden Wind Giebt man die obere Windrichtung an (wie Beobachter in Gebirgsthalern dies nicht selten thun), so soll dies immer besonders hervorgehoben werden (als „oberer Wind" oder „Wolkenzug aus")

Namen der Winde In manchen Landern werden die Winde nicht bloss nach der Richtung, aus welcher sie kommen, benannt, sondern haben ganz bestimmte Eigennamen, die allerdings zumeist auch mit der Richtung zusammenhangen, zuweilen aber auch mit bestimmten Eigenschaften des Windes selbst [3])

Wm M Davis hat eine Klassifikation der Winde nach ihrer Entstehungsart gegeben, die vorlaufig ohne eingehendere Erorterung hier Platz finden mag

Klassifikation der Winde nach ihrer Ursache [4])

Quelle der Energie	Ort der Wirkung derselben	Periode	Bezeichnung der Winde
Sonnenwarme	Aquator und Pol	Permanent	Planetarische Winde
„	Warme-Aquator und Pol	Jahr	Terrestrische Winde
„	Kontinent und Ozean	Jahr	Kontinentale Winde
„	Land und Wasser	Tag	Land- und Seewinde
„	Berge und Thäler	Tag	Berg- und Thalwinde
„	Lokal oder indirekt	Unperiodisch	Wirbelsturme etc
„	Schatten und Sonne	Unperiodisch	Finsterniswinde
„	Indirekte Wirkung	Zufällig	Bergsturz- oder Lawinenwinde
Mondanziehung	Durch die Gezeiten	Lunartag	Gezeitenwinde
Erdwärme	Vulkanausbruche	Unperiodisch	Vulkanische Winde

[1]) Auf dem internationalen Meteorologen-Kongresse zu Wien 1873 ist man ubereingekommen, in meteorologischen Publikationen den Buchstaben O zur Bezeichnung der Ostrichtung zu vermeiden, weil in den romanischen Sprachen mit demselben die W-Richtung bezeichnet wird, was schon zu manchen Missverständnissen Veranlassung gegeben hat Man hat deshalb die englische Bezeichnung der Windrose empfohlen, welche kein Missverständnis zulässt

[2]) Über die Bestimmung der Richtung und Stärke des Windes auf Schiffen s Rykatschew Rep für Met VII Nr 2

[3]) Man findet näheres darüber in dem Artikel von Umlauft, Über die Namen der Winde Met Z 1894 B XXIX S 9 Zusätze von Mohn, S 102, Kassner, S 400, dann Hellmann, Anfänge der meteorologischen Beobachtungen in „Himmel und Erde" B. II

[4]) American Met Journal. Vol IV pag 512 March 1888 — Der Unterschied zwischen planetarischen und terrestrischen Winden ist so zu verstehen, dass erstere allgemein auch auf anderen Planeten, auch auf solchen mit gar keiner Schiefe der Ekliptik, vorhanden sind oder sein können Die atmosphärische Zirkulation auf der fast nur mit Wasser bedeckten südlichen Halbkugel kommt der normalen regelmässigen Luftzirkulation auf einem am Aquator am stärksten erwärmten Planeten am nächsten, auf der nördlichen Halbkugel ist dieselbe „terrestrisch" modifiziert

2. Die Mittel zur Bestimmung der Windrichtung bieten die Windfahnen, welche auch zur kontinuierlichen Registrierung eingerichtet werden können. Damit die Windfahne nicht bei jedem Windstoss zu weit herum geworfen wird und bei stärkeren Winden fortwährend in weiten Bögen oscilliert, muss sie zweckmässig konstruiert sein, und namentlich der bewegliche Teil eine möglichst geringe Masse haben.[1]) Wichtig ist, dass die Windfahne eine dominierende Position hat, damit sie die wahre allgemeine Richtung des Windes an dem betreffenden Orte angeben kann, und nicht etwa eine durch zufällige Hindernisse, d. i. sie überragende Dächer, Bäume abgelenkte Richtung anzeigt. Derartige Störungen reichen noch ziemlich hoch über das Niveau der störenden Erhebungen hinauf. Meist wird darin gefehlt, dass die Windfahne zu wenig hoch über die Plattform eines Turmes z. B. hinaufragt.

Hohe, luftige, durchbrochene Eisenkonstruktionen, die das allgemeine Niveau der Umgebung stark überragen, sind am geeignetsten zur Aufstellung von Anemometern für Richtung und Geschwindigkeit.[2])

3. Windgeschwindigkeit und Windstärke. Man misst entweder den Winddruck oder den Windweg in der Zeiteinheit oder beide zugleich.

Die Druck-Anemometer sind die ältesten (Hookes' Pendel-Anemometer 1667). Man kann den Winddruck messen durch den Winkel, um welchen eine an einer horizontalen Achse frei beweglich aufgehängte Platte durch den Winddruck aus der Vertikalen abgelenkt wird (Windstärke-Tafel von Wild, 1862, vielfach an den Stationen in Gebrauch). Dieselbe muss aber durch eine Windfahne stets normal auf die Windrichtung eingestellt werden. Osler (1839) lässt den Wind stets senkrecht auf die Druckplatte wirken. Der durch den Winddruck bewirkte Betrag der horizontalen Verschiebung der Platte, welcher Federn entgegenwirken, misst den Druck des Windes. Diese Anemometer waren an den englischen Observatorien namentlich vielfach in Gebrauch. Sie geben (nominell) den Winddruck in englischen Pfunden auf den englischen Quadratfuss.

Die Saug-Anemometer. Die Wirkung derselben beruht darauf, dass ein Luftstrom, welcher senkrecht gegen eine an einem Ende offene Röhre gerichtet ist, eine saugende Wirkung auf die Luft in der Röhre ausübt, dieselbe verdünnt. Die Druckverminderung in der Röhre giebt ein Mass der Windstärke, wenn das andere Ende der Röhre mit einer Manometervorrichtung versehen ist. Da der Wind fast stets horizontal weht, braucht man die Röhre nur vertikal aufzustellen, so dass der Wind über die obere Öffnung hinstreichen muss (Hagemann 1876, Tube-Anemometer von Dines). Diese Anemometer sind bequem frei aufzustellen und ihre Leistungen werden gelobt.[3])

Das Schalenkreuz-Anemometer von Robinson. Während die vorhin kurz charakterisierten Anemometer die momentanen Windstärken angeben, also auch die Kraft der einzelnen Windstösse, giebt das Schalenkreuz-Anemometer den Windweg während einer gewissen Zeit an, also die mittlere Windgeschwindigkeit während einer kürzeren oder längeren Zeit.

Vier halbkugelförmige Schalen sind an einem horizontalen Kreuz von gleich langen Armen so befestigt, dass ihre Öffnungen vertikal stehen und sämtlich gleich gerichtet sind, also jeder Öffnung die konvexe Schale der anderen Seite gegenübersteht. Die horizontalen Arme, an deren Enden die Schalen befestigt sind, können sich frei um eine vertikale Achse drehen, welche unten eine Schraube ohne Ende trägt, welche auf ein Zählwerk eingreift. Mag der Wind von welcher Richtung immer kommen, oder dieselbe auch beliebig sich ändern, der Sinn der Umdrehung des Schalenkreuzes bleibt stets derselbe. Die Zahl der Umdrehungen ist der Windgeschwindigkeit proportional. Robinson, der

[1]) Einrichtungen, welche dies grösstenteils verhindern, sind von der meteorologischen Kommission der Royal Society adoptiert worden. Siehe: Öst. Zeitschr. für Meteorologie. B. IV. 1869. S. 453 und Tafel II. Über Windfahnen überhaupt siehe die Artikel: Anemographen und Anemometer in derselben Zeitschrift. Namen- und Sachregister. S. 4, dann Laughton, Quart. Journ. R. Met. Soc. Vol VIII. pag. 161. July 1882.

Über ein ingeniöses Instrument zur strengen Messung der Verhältnisse der Windrichtung siehe A. v. Öttingen, Der Windkomponenten-Integrator. Rep. f. Met. V. Nr. 10.

[2]) Man sehe z. B. die Beschreibung der Meteorologischen Station von Hervé Mangon in den Annales du Bureau Central. 1889. T. I. Paris 1891, dann die Instruktion für Windbeobachtungen des Amerikanischen Wetter-Bureau.

[3]) Geschichte und Theorie dieser Anemometer giebt George E. Curtis: Suction Anemometer. American Met. Journal. Vol V. pag. 193. Sept. 1888.

dieses Anemometer eingeführt hat[1]) (1852), glaubte eine ganz einfache Beziehung zwischen der Zahl der Umdrehungen und der Windgeschwindigkeit für alle derartigen Anemometer aufstellen zu können. Seine Regel lautete: die Windgeschwindigkeit ist dreimal so gross als die Geschwindigkeit, mit welcher sich die Mittelpunkte der Schalen bewegen.[2])

Diese Regel ist auch allgemein angenommen worden und wird noch jetzt vielfach den Angaben der von diesen Anemometern registrierten Windgeschwindigkeiten zu Grunde gelegt.

Die Robinsonschen Schalenkreuz-Anemometer sind jetzt fast in ausschliesslicher Verwendung für die Messung und Registrierung der Windgeschwindigkeit.

Es hat sich aber herausgestellt, dass die Robinsonsche Regel die Windgeschwindigkeiten zu gross angiebt, dass der Faktor zur Verwandlung der Umdrehungsgeschwindigkeit in Windgeschwindigkeit nicht gleich 3, sondern kleiner ist und etwa zwischen 2·2 (Kew-Modell) und 2·5 (höchstens 2·8) liegt. Derselbe muss für jedes Anemometer separat bestimmt werden. Ausserdem muss eine Konstante hinzugefügt werden, welche der Windgeschwindigkeit entspricht, welche die Reibung des Anemometers eben überwindet.[3])

Es hat sich ferner herausgestellt, dass diese Anemometer bei einem variablen Wind, einem Wind von wechselnder Stärke, wie das fast immer der Fall ist, die Windgeschwindigkeit etwas zu gross angeben, weil die Schalen auch in den Windpausen vermöge der Trägheit noch eine Weile mit gleicher Geschwindigkeit fortlaufen. Je grösser die Masse des Schalenkreuzes, desto mehr macht sich dieser Übelstand geltend.[4])

4. Beziehungen zwischen Windgeschwindigkeit und Winddruck. Dieselben haben mehr technisches als meteorologisches Interesse, daher der Gegenstand hier nur gestreift werden kann.

Eine vollständige Theorie mangelt. Der Winddruck ist bei gleicher Windgeschwindigkeit ein grösserer auf kleine Platten, als auf grosse, der Winddruck, den die kleine Druckplatte des Anemometers registriert, darf nicht auf grosse Flächen angewendet werden. Die Erklärung liegt in dem „negativen" Druck auf der Rückseite der Platte infolge der saugenden Wirkung des Windes an.

[1]) Es rührt von Whewell her (Cambridge Phil. Trans. VI), verbessert hat es Robinson, Mem. R. Irish Acad. XXII.

[2]) Letztere Geschwindigkeit ist durch die Länge der Arme und die Zahl der Umdrehungen in der Zeiteinheit gegeben, bei jeder Umdrehung wird ja ein Kreis von einem Halbmesser beschrieben, welcher der Länge der Arme entspricht. Siehe Met. Z. XI. 1878. S. 257.

[3]) Die für jedes Instrument empirisch zu ermittelnde Formel zur Berechnung der Windgeschwindigkeit aus der Geschwindigkeit v der Schalenmittelpunkte hat also z. B. die Form: Stations-Anemometer der Seewarte 0·7 + 2·25 v (Meter pro Sekunde). Es ist eine Windgeschwindigkeit von 0·7 m erforderlich, damit dieses Anemometer überhaupt sich in Bewegung setzt. Köppen giebt als beiläufige Korrektion für die nach der Konstanten 3 berechneten Windgeschwindigkeiten die Formel 1 + 0·8 v.

[4]) S. darüber Referat in Met. Z. 1890. B. XXV. S. 351. Die Litteratur über das Robinsonsche Anemometer, welches jetzt das wichtigste Instrument zur Bestimmung der Windgeschwindigkeit ist, über seine Aufstellung und die Bestimmung seiner Konstanten, ist eine überaus grosse. Es kann deshalb nur auf einige der wichtigsten Arbeiten hingewiesen werden.

Dohrandt, Bestimmung der Anemometerkonstanten. Wild, Rep. f. Met. IV. 1875. Nr. 5. Thiesen, ebenda V. 1877. Nr. 1. Stelling, ebenda IX. Kleine Mitteilungen V. Dubinsky, ebenda XI. Nr. 7. — Recknagel, Wiedemanns Annalen. IV. 1878. S. 149. Neumayer und v. Hasenkamp, Anemometerstudien auf der Deutschen Seewarte. Archiv der Deutschen Seewarte. XX. Jahrgang. 1897. Nr. 4, mit einer Übersicht der Litteratur.

Meteorologische Zeitschrift 1889. Recknagel, Litteraturbericht S. 3. Marvin, ebenda Litteraturbericht S. 42. Whipple und Dines, S. 79. — 1892. S. 317/318. Dines, Litteraturbericht S. 87. — 1896. Chree, S. 21. Fergusson, Litteraturbericht S. 54. — Dines, Helicoid Anemometer. S. Quart. Journ. R. Met. Soc. XIII. pag. 218. — P. Schreiber, Die wichtigsten Hilfsmittel zur Bestimmung der Windstärke. Abhandlungen des kgl. Sächs. Meteorologischen Institutes. Heft 3. Leipzig 1898. Referat von Sprung, Met. Z. 1900. S. 41.

Anemometer-Aufstellung. R. H. Curtis, Met. Z. 1896. S. 251. Über den Einfluss der Höhe der Aufstellung auf die registrierte Geschwindigkeit siehe Waldo, Met. Z. 1888. S. 295. Hellmann, Met. Z. 1897. S. 321.

deren Rändern, derselbe ist natürlich bei grösseren Platten relativ viel kleiner. Daher das paradoxe Resultat, dass man durch Anbringung von Löchern in der Platte den Winddruck vermehren kann.[1])

Der Winddruck wächst mit dem Quadrate der Windgeschwindigkeit. Für kleinere Flächen (nicht viel über 1 engl. Quadratfuss = 0.093 qm) gilt genähert die folgende empirische Formel:

$$p = 0.125\, v^2;$$

p in Kilogramm pro Quadratmeter, v in Meter pro Sekunde. Der Winddruck beträgt also ca. 12 Proz. des Quadrates der Windgeschwindigkeit, oder auch 1/8 desselben. Langley nimmt für $v < 12$ m den Koëffizienten von v^2 zu 0.07 bis 0.09 an.[2])

Kernot hat für Windgeschwindigkeiten von 12—27 engl. Meilen pro Stunde den Koëffizienten von v^2 zu 0.0033 gefunden, für englische Masse englische Pfund pro Quadratfuss und v in englischen Meilen pro Stunde, Dines nimmt 0.0035 an; die Instruktion des Signal Service setzt $p = 0.0040\, v^2\, (b:30)$, wo b (Barometerstand) in englischen Zollen. Für grössere Objekte geben diese Formeln den Winddruck zu gross an. Baker bezweifelt, dass in England die heftigsten Stürme je einen Druck von mehr als 90 kg pro Quadratmeter ausgeübt haben, namentlich nach den Erfahrungen an den Gasometern.[3])

5. Schätzung der Windstärke und Vergleich derselben mit den gleichzeitig gemessenen Windstärken. Vor Erfindung und allgemeinerer Einführung von Anemometern war man genötigt, die Stärke des Windes zu schätzen nach den sichtbaren Wirkungen desselben. Der grösste Teil der meteorologischen Stationen ist noch jetzt auf die Schätzung der Windstärke angewiesen, soweit nicht die Windstärketafel von Wild (die sich aber nicht so leicht frei genug aufstellen lässt) wenigstens für die unteren Stufen der Windstärke den Mangel eigentlicher Anemometer ersetzt.

Darum sind die Anweisungen in den Anleitungen zur Ausführung meteorologischer Beobachtungen, wie die Windstärke zu schätzen ist, sehr wichtig und müssen hier auch die üblichen Windstärkeskalen eine Erwähnung finden.

Die am meisten im Gebrauch stehende Windstärkeskala ist die Beaufortsche 12teilige Skala (0 Windstille, 12 Orkan) und die davon abgeleitete 6teilige Skala; erstere ist zur See und an Küstenplätzen in Gebrauch, letztere mehr im Inland[4]) (so in Frankreich, in Deutschland etc., früher auch in Russland).

Ausserdem hat auch eine 10teilige Windskala, welche die Smithsonian Institution in Washington ihren Beobachtern vorgeschrieben hatte, grössere Verbreitung gefunden[5]) (in Österreich, Indien etc.). Das amerikanische Wetter-Bureau hat eine 8teilige Skala eingeführt.

Die Stufen der 6teiligen Landskala oder halben Beaufort-Skala lassen sich kurz so charakterisieren: Windstille, schwacher, mässiger, starker, sehr starker Wind, Sturm, Orkan.

---

[1]) Schon die Alten sollen die Bemerkung gemacht und verwendet haben, dass durchlöcherte Segel stärkeren Winddruck geben.

[2]) Dies gilt für die Erdoberfläche. In grösseren Höhen nimmt der Winddruck im Verhältnis mit dem Luftdruck ab, also im Verhältnis b : 760.

[3]) Baker fand, dass eine Platte von 1.5 Quadratfuss einen Winddruck von 38½ engl. Pfund angab (pro Quadratfuss), während gleichzeitig eine solche von 300 Quadratfuss nur 22½ Pfund registrierte. Bei einem Sturm am 26. und 27. Januar 1894 gab bei den heftigsten Windstössen die erstere 65 Pfund, die letztere nur 35 Pfund Druck an. S. auch La Nature. Nov. 1885. pag. 414.

Über Winddruck vergleiche man: H. A. Hazen in American Journal of Science. Vol. XXXIV. 1887. pag. 241. Nipher, Proc. S. Louis Academy. Vol VIII, und Ciel et Terre. 19. Année. pag. 121.

Dr. Fines in La Nature. September 1887. pag. 211. — Report British Assoc. Southhampton. 1882. pag. 315.

[4]) Admiral Beaufort hat 1805 seine Windskala auf die Geschwindigkeit und Segelführung einer damaligen Fregatte bei verschiedenen Windstärken gegründet. Dieselbe ist jetzt eigentlich absolet geworden, weil die Konstruktion und Takelung der Schiffe sich völlig geändert hat und selbe auf Dampfschiffe ohnehin keine Anwendung finden kann. In Wirklichkeit wird deshalb jetzt auch zur See die Schätzung der Windstärken nach anderen Anhaltspunkten der Wirkung des Windes vorgenommen.

[5]) S. über ältere Windskalen Schmid, Meteorologie. S. 483.

Die Stufen der 10teiligen Windskala sind schon etwas schwieriger mit Worten gut zu kennzeichnen [1])

Naturlich sind alle wortlichen Beschreibungen der Windstarkestufen mehr oder weniger vage und passen nicht fur alle Ortlichkeiten Der Beobachter muss sich in seiner Umgebung selbst um Anhaltspunkte fur die Schatzung der Grade der Windstarke umsehen, welche ihm gestatten, deren 10 zwischen Windstille und Orkan gut auseinander zu halten

Es ist nicht so schwer, als es scheinen mag, die Windstarke nach einer 10 (oder 12) teiligen Skala in konsequenter Weise zu schatzen

Aber diese Schatzungen haben stets nur eine lokale Bedeutung, da der Beobachter den Massstab fur die Windstarkegrade nur dem Masse der Intensitat der Luftbewegungen an seinem Wohnorte entnehmen kann Dieser Massstab wird uberdies auch mit den Beobachtern etwas veranderlich sein Im allgemeinen wird die Windstarke im Inlande zumeist uberschatzt

Dagegen haben die Schatzungen der Windstarke einen Vorteil voraus gegenuber den Messungen Das Anemometer kann stets nur die Windstarke an dem einzelnen Punkte angeben, an dem es aufgestellt ist, wahrend der Beobachter die Windstarke nach dem Totaleindruck der Windwirkungen in seiner nachsten Umgebung uberhaupt beurteilt Ein grosser Teil der anemometrisch bestimmten Windstarke ist viel zu niedrig, wegen ungunstiger Aufstellung der Anemometer

Reduktion der Schatzungen auf absolutes Mass Man hat sich in neuerer Zeit vielfach bemuht, die Reduktionszahlen fur die Überfuhrung der geschatzten Windstarken in Windgeschwindigkeiten festzustellen Zu diesem Behufe hat man die geschatzten Windstarken mit den gleichzeitig am gleichen Orte anemometrisch gemessenen Windgeschwindigkeiten verglichen [2]) Dies ist sowohl zur See als auch an Kustenpunkten ausgefuhrt worden, und zwar wurden die Reduktionszahlen fur die Beaufort-Skala festgestellt

Nach den neuesten Untersuchungen von Curtis [3]), sowie deren Diskussion und teilweiser Berichtigung von Koppen entsprechen folgende Windgeschwindigkeiten den nach 12teiliger Beaufort-Skala geschatzten Windstarken [4])

Fur die Starkeskala 11 ist etwa 26 m anzunehmen, fur 12 aber 40—50 m Der Grad 12 sollte nur auf Sturme mit zerstorenden Wirkungen angewendet werden,

---

[1]) Fur Beobachtungen auf dem Lande konnten sie etwa so bezeichnet werden 0 Windstille, 1 leiser Zug, Rauch steigt nicht mehr senkrecht auf, 2 leichter Wind, der bloss Blätter bewegt, 3 frischer Wind, der kleine Aste bewegt, 4 kräftiger Wind, der Staub aufwirbelt, stärkere Aste bewegt, 5 starker Wind, der die Bäume selbst bewegt, 6 stürmischer Wind, die grössten Bäume werden bewegt, 7 Sturm, der Aste bricht etc , 8 starker Sturm, der kleine Baume bricht, Dächer beschädigt, 9 Orkan, der grosse Bäume bricht, Dächer abträgt etc , 10 Wirbelsturm, dem nichts widersteht Diese letztere Stufe sollte im Inland und ausserhalb der Gebiete tropischer Wirbelsturme nicht in Verwendung kommen, ausser in den seltensten Fällen, wenn solide Gebäude zerstört oder erheblich beschädigt werden Die 8 Stufen der Amerikaner sind Calm, light, gentle, fresh, brisk, high, Gale, Storm, Hurricane.

[2]) Koppen hat darauf aufmerksam gemacht, dass man systematische Fehler macht, wenn man so vorgeht Der richtige Vorgang ist, bei gemessenen Windstärken die Mittelwerte der Anemometermessungen zum Ausgangspunkt der Vergleichung zu nehmen und die Schätzungen denselben zu subsumieren, nicht umgekehrt S Met Z 1888 S 239

Nimmt man umgekehrt, wie es gewohnlich geschieht, die geschätzten Werte und stellt diesen die gleichzeitig gemessenen Windstärken unter, so wird in dem unteren Skalengebiet das Mittel (diese letzteren, die ja eine Art Integralwerte sind) gegenüber den Momentenwerten zu hoch sein, in dem oberen Gebiet umgekehrt Z B Vergleiche mit dem Scilly-Anemometer liefern (ganz dasselbe Materiale)

Beaufort	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
	Meter pro Sekunde										
Alte Methode	1.8	3.0	4.2	6.2	8.9	11.6	14.1	15.9	18.6	23.1	28.2
Köppens Methode	0.4	2.0	4.0	6.3	8.9	11.7	14.9	18.7	22.9	27.6	33.4
	Korrektionen im Mittel										
Neue — Alte Methode	—0.9	—0.8	—0.3	0.1	0.4	0.6	1.1	2.1	2.9	3.8	4.4 m pro Sek

[3]) Richard H Curtis An Attempt to determine the velocity equivalents of wind forces estimated by Beauforts Scale Quart Journ R Met Soc Vol XXIII 1897 S 24 Vergl Met Z 1897 Litteraturbericht S 51

[4]) W Koppen, Neuere Bestimmungen über das Verhältnis zwischen Windgeschwindigkeit und Beauforts Stärkeskala Archiv der Deutschen Seewarte B XXI 1898 Nr 5

Hauptergebnisse der Vergleichungen (korrigiert und reduziert, Meter pro Sekunde).

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Ozean	1·9	3·1	4·8	6·8	8·8	10·2	12·3	14·5	17·3	20·4
Englische Küste	1·4	2·7	4·6	6·9	9·2	11·5	14·3	17·8	21·2	25·1
Norweg. Küste	1·5	3·2	4·9	6·7	8·7	10·7	12·8	15·1	17·4	19·8
Deutsche Küste	1·8	3·4	4·9	6·5	8·3	10·0	12·0	14·0	?	?
Mittel (Köppen)	1·7	3·1	4·8	6·7	8·8	10·7	12·9	15·4	18·0	21·0

denen Objekte unterliegen, die nach gewöhnlicher Voraussicht noch Jahrzehnte hätten ausdauern können.

In den unteren Stufen stimmen die Vergleichungen von geschätzter und gemessener Stärke sehr gut überein (Köppen, Waldo, Mohn, Knipping, Curtis etc., s. Abh. des letzteren S. 45—54), in den höheren gehen sie auseinander, was bei der Seltenheit der höchsten Stufen ganz natürlich ist.[1])

Für die höchsten Stufen 11—12 (Beaufort) möchte ich nach den gemessenen grössten Windstärken (siehe später) 30 und 50 m annehmen, dann erhält man durch graphische Interpolation folgende Reduktionsgrössen für die 10teilige Skala, die auf den Landstationen üblich ist:

Geschätzte Stärke (0—10)	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Meter pro Sekunde	2	3.5	5.5	8	10.5	13.5	16.5	22.5	28

Für die 6teilige Landskala braucht man der Vergleichung der Beaufort-Skala nur die jedem geraden Teile derselben entsprechende Windstärke zu nehmen.

B. Maxima der Windgeschwindigkeit und des Winddruckes. Bei der Unsicherheit der Konstanten der meisten bisher in Verwendung gewesenen Anemometer bleiben natürlich auch die Angaben über die grössten von denselben registrierten Windgeschwindigkeiten ziemlich unsicher. Wenn berichtet wird, dass das Anemometer der Station Manila bei dem Wirbelsturm am 20. Oktober 1882 vor der Zerstörung desselben eine Geschwindigkeit von 54 m pro Sekunde registriert hat, oder jenes des Observatoriums auf Mauritius bei dem Orkan vom 29. April 1892 eine Geschwindigkeit gleichfalls von 54 m, so müsste man den Reduktionsfaktor kennen, mittelst dessen diese Zahlen abgeleitet worden sind (Köppen meint sie auf 40 m reduzieren zu dürfen).

In Wien wurde am 10. März 1881 eine Windgeschwindigkeit von 128 km pro Stunde registriert und am 10. Dezember 1884 von 6—7 h am von 130 km. Nimmt man die Konstante des Anemometers (Kew-Modell) zu 2.2 statt 3, welche Konstante der Registrierung zu Grunde liegt, so erhält man[2]) 27 und 27.5 m pro Sekunde (als mittlere Geschwindigkeit für eine ganze Stunde), das Maximum während einer Viertelstunde am 10. Dezember ergab sich zu 32.5 m. Die einzelnen Windstösse haben also sicherlich 40 m pro Sekunde erreicht und überschritten. In Hamburg waren die Maxima der Windgeschwindigkeit (nach Köppen, reduziert): am 11. Dezember 1891 23—26 m pro Stunde und 30—35 m in kürzeren Fristen; am 12. Februar 1894 (nach Köppen) 25—28 m (reduziert), am 22. Dezember 1894 zu Borkum 36 m (Stundenmittel).[3])

---

[1]) Man vergleiche: Scott, Quart. Journ. R. Met. Soc. Vol II. 1874. pag. 109. — Sprung, Archiv der Deutschen Seewarte. II. Nr. 2. 1879. — Chatterton, Quart. Journ. XIII. pag. 216. 1887. — Mohn, Met. Z. 1890. S. 50. — F. Waldo, American Met. Journ. Vol IV. 1887. pag. 268. Met. Z. 1888. S. 240. Beobachtungen zur See. — Köppen, Österr. Met. Z. XIV. 1879. S. 306. Met. Z. 1888. XXIII. S. 239. — Knipping, Annalen der Hydrographie. 1894. S. 57. Met. Z. 1894. S. 155. — Curtis und Köppen siehe oben. — Kapt. Wilson Barker, Quart. Journ. R. Met. Soc. XXV. 1899. pag. 13.

[2]) Reduktionsgleichung $v = 1.0 + 0.73 v'$. Bei dem Sturm vom 10. Dezember 1884 wurden auf der Aspangbahn Waggons umgeworfen. — Tagesmittel vom 9. und 10. März 1881 24 m (reduziert).

[3]) S. Annalen der Hydrographie. 1894. S. 89 und 1895. S. 99.

In England wurden bei diesem Sturm ausserordentliche Windgeschwindigkeiten erreicht, in orkanartigen Boen. In Fleetwood (nördlich von Liverpool) in einer Stunde ($8^1/_2$—$9^1/_2$ a) 48 m pro Sekunde und 45 m (Koppen reduziert auf 35 m) während 4 Stunden in Liverpool ($10^1/_2$—$11^1/_2$ a) $40^1/_2$ m während einer Stunde. Die einzelnen Windstösse hatten eine viel grössere Stärke, zu Holyhead gaben einzelne Boen 67 m pro Sekunde (Koppen reduziert auf 49 m). Im März 1897 wurden am Rousdon Observ. mittelst Dines' Druck-Anemometer 45 m pro Sekunde registriert. Bei dem Sturm vom 16. bis 20. November 1893 waren die grössten Windgeschwindigkeiten 43 m pro Sekunde im Stundenmittel auf den Orkneys-Inseln und $51^1/_2$ m in den stärksten Boen zu Holyhead.[1])

Bei dem Sturm vom 12. zum 13. November 1894 gab das Anemometer auf dem Eiffelturm (300 m über dem Boden) als Maximum 42 m pro Sekunde und für kürzere Intervalle in den Stössen bis zu 50 m pro Sekunde. „Für Europa," meint Koppen, „kann man durchschnittlich als höchste mittlere Windgeschwindigkeit einer ganzen Stunde 28 m annehmen. Wie weit die Maxima darüber hinausgehen, lässt sich nicht feststellen."

Nach Curtis darf man annehmen, dass die Osler'schen Anemometer zu hohe Winddrucke angeben. Die neuesten vergleichenden Beobachtungen zu Holyhead ergaben, dass bei einem Sturm die „Pressure Tube-Anemometer" zu Holyhead und Bidston 100.1 kg und 109.8 kg pro Quadratmeter als grössten Winddruck registrierten, während das Oslersche Anemometer zu Bidston (bei Liverpool) gleichzeitig 307·6 kg angab. Curtis hält den zu Rousdon im März 1897 registrierten Winddruck von 146·5 kg für ein absolutes Maximum in England, das „Wind pressure Comité" hat als Maximum 273 kg (56 Pfund pro engl. Quadratfuss) genommen.[2])

Man hat auch vielfach die Windstärke aus den Wirkungen der Windstösse zu berechnen versucht. Schon hat auf dem Karst bei einer nicht excessiv heftigen Bora den Winddruck zu 185 kg pro Quadratmeter berechnet.[3]) Fines berichtet, dass der Nordwestwind (Mistral, die Bora der Mittelmeerküste Frankreichs) zuweilen Eisenbahnwaggons umwirft. Es lässt sich daraus berechnen, dass der Druck 170 bis 250 kg pro Quadratmeter erreicht haben mag.

Bei dem oben erwähnten Sturm vom 12. November 1894 wurde auf dem Eiffelturm als höchster Winddruck 150 kg pro Quadratmeter konstatiert.[4])

Aus den Zerstörungen, die ein Tornado am 20. März 1875 in Nordamerika angerichtet hat, berechnete man den Winddruck in der Nähe des Zentrums auf mehr als 330 kg pro Quadratmeter.[5])

Die Wirkung des Windes beruht häufig darauf, dass er in mehr oder minder periodisch wiederkehrenden Stössen weht. Die getroffenen Objekte werden dadurch in eine pendelnde oder schwingende Bewegung versetzt, welche, wenn die Stösse in den richtigen Intervallen wiederkehren, in ihren Wirkungen sich summieren, die Schwingungsweite vergrössern, bis der Gegenstand zum Umsturz kommt. Es können derart schwächere Winde, die in Stössen wehen, in ihren Wirkungen stärkere aber gleichmässiger wehende Winde übertreffen. Namentlich aber werden die Angaben der Robinson-Anemometer von der Kraft der ersteren Stürme eine ganz ungenügende Vorstellung geben, weil sie nur mittlere Geschwindigkeiten registrieren.

C. Berechnung der Windbeobachtungen. Über die Reduktion der Messungen der Windgeschwindigkeit ist wenig zu bemerken. Man wird, wie bei den meisten meteorologischen Elementen, Mittelwerte der Windstärke für Stunden

---

[1]) Annalen der Hydrographie 1895. S. 97 und 1893. S. 498. Diese Daten sind nicht reduziert, daher wohl zu gross.

[2]) Symons' Monthly Met. Mag. Febr. March 1901.

[3]) Met. Z. 1871. B. VI. S. 267. Schon fand am 14. Januar 1871 980 Pfund Druck auf eine Fläche von 30 Quadratfuss. Die Bora war nicht besonders heftig. — Die grösste bisher in Triest bei Bora während einer Stunde registrierte Windgeschwindigkeit war 28 m pro Sekunde (reduziert). Mazelle suchte im Januar 1893 die Stärke der einzelnen Borastösse zu registrieren und erhielt etwa 50 m pro Sekunde. (Met. Z. 1893. S. 99.)

[4]) S. Met. Z. 1895. S. 112. Comptes rendus. CXIX. 1894. S. 903.

[5]) S. Met. Z. B. XII. 1877. S. 368.

(wo Registrierungen vorhanden, aber auch für die Beobachtungstermine, wo erstere fehlen), für Tage und für die Monate berechnen, und auch die Extreme der Windstärke mitteilen. Da die Windstärke an vielen Orten eine starke tägliche Periode hat, so sind die Mittelwerte derselben auch von der Wahl der Beobachtungstermine abhängig. Das macht sich aber weniger fühlbar, weil auch aus anderen Gründen die geschätzten (ja auch die gemessenen) Windstärken verschiedener Orte ihrer absoluten Grösse nach kaum vergleichbar sind.

H. Meyer hat die Häufigkeit der verschiedenen Windstärken aufgesucht und selbe mit dem Mittelwert verglichen. Es zeigt sich, dass die mittlere Windgeschwindigkeit (wenigstens für Keitum) mit der häufigsten nahe zusammenfällt, aber der Abfall der Häufigkeitskurve ist nach der Richtung zunehmender Stärke viel weniger steil, als nach der andern Seite.

Häufigkeit verschiedener Windstärken zu Keitum. (5 Jahre). Windstärke Beaufort.

Stärke geschätzt	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	Mittel
Häufigkeit in Proz.	3.0	21.8	20.7	23.5	15.3	9.3	3.8	1.8	0.6	0.2	2.8

Es sind zwei Scheitelwerte vorhanden bei Windstärke 1 und bei 3, der Hauptscheitel fällt aber mit der mittleren Windstärke nahe zusammen; für kleinere Zeitabschnitte (wie für die Jahreszeiten in der Tabelle von Meyer) ist dies viel genauer der Fall als in der Jahressumme.[1]

Es ist aber zu beachten, dass bei dem grossen Wechsel der Windstärken in kleinen Zeitintervallen, die mittlere Windstärke wohl als Windweg, aber viel weniger als Kraftmass (mittlerer Winddruck) Bedeutung hat.

Die Bearbeitung der Aufzeichnungen der Windhäufigkeit erfolgt am besten in der Weise, dass man die Häufigkeit der einzelnen Windrichtungen und der Windstillen in aliquoten Teilen der Gesamtzahl der Beobachtungen angiebt (also in Prozenten oder Tausendteilen). Diese Berechnung soll für jeden der Beobachtungstermine einzeln durchgeführt werden, weil die Windrichtung an sehr vielen Orten (namentlich an Gebirgsorten, an Küsten) eine sehr ausgesprochene tägliche Periode hat, auf welche gerade an solchen Orten sich das Hauptinteresse konzentriert.

In England ist es zumeist üblich anzugeben, wie viele Tage in jedem Monate eine Windrichtung durchschnittlich geherrscht hat, man reduziert also die Summe der Windbeobachtungen auf die Anzahl der Monatstage. Das ist sehr übersichtlich und giebt eine leicht verständliche Darstellung der Windverhältnisse eines Ortes. Will man aber die Angabe von Zehnteltagen vermeiden, so kommen die seltener auftretenden Windrichtungen gar nicht zur Geltung.

Die graphische Darstellung der Häufigkeit der verschiedenen Windrichtungen erfolgt in zweckmässiger Weise derart, dass man die Häufigkeit der Richtungen (oder die Windwege, die in dieser Richtung zurückgelegt worden sind) auf den Radien eines Kreises aufträgt, welche den verschiedenen Richtungen der Windrose entsprechen, und die Endpunkte der so abgemessenen Strecken durch Linien verbindet. Die folgenden Figuren 28 und 29 (S. 280) zeigen nach dieser Methode konstruierte Diagramme der Häufigkeit der 8 Hauptwindrichtungen im Sommer und im Winter an den West- und Ostküsten der Kontinente in höheren Breiten.

Um diese Diagramme noch mehr auszunützen, ist auch die Temperatur- und Regenwahrscheinlichkeit der Winde in dieselben aufgenommen worden, auf welche später noch verwiesen werden wird. Die schraffierten Teile der Windrose entsprechen den kalten Winden (Temperatur unter dem Mittel).

In diesen Diagrammen kommt auch die jährliche Änderung der Häufigkeit der Windrichtungen und die Unterschiede zwischen den Windverhältnissen von Westeuropa und Ostasien (auch in Bezug auf deren Temperaturverhältnisse) sehr anschaulich zur Darstellung.

---

[1]) H. Meyer, Die Winde zu Keitum auf Sylt. Annalen der Hydrographie. 1890. S. 63, 289.

Mittlere Windrichtung. Fur manche Zwecke ist die Berechnung der mittleren Windrichtung nach der sog Lambertschen Formel von erheblichen Nutzen Die Windrichtungen werden nach dem Masse ihrer Haufigkeit und Starke (also nach den zuruckgelegten Windwegen) als Krafte betrachtet und nach be-

Fig 28

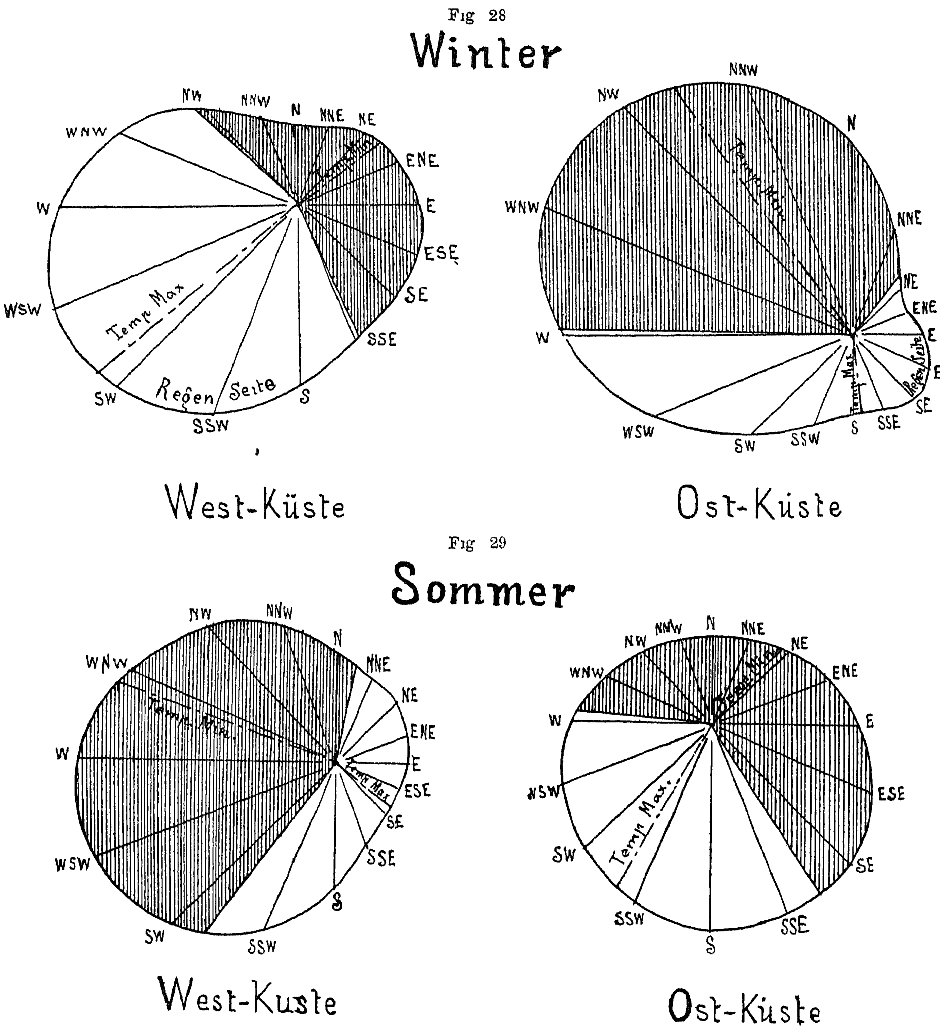


Fig 29

Häufigkeit der Winde nach 16 Richtungen

kannten Satzen der Mechanik deren Resultierende nach Richtung und Starke gesucht. Der nachstliegende Sinn dieser Berechnung ist, dass er uns die Versetzung, Verlagerung der Luftmassen infolge der Luftbewegung fur einen bestimmten Zeitabschnitt angiebt Ein Luftballon, der bei Beginn des Zeitabschnittes am Beobachtungsorte frei gelassen worden ware, wurde am Ende desselben an jenem Punkte sich befinden, der durch die Resultierende nach Distanz und Richtung gegeben ist —

oder ebenso ein Schiff auf dem Ozean, das dem Winde frei hätte folgen können. Diese Darstellung des Effektes der Luftströmungen ist für manche mechanische Probleme in Bezug auf die atmosphärischen Strömungen von Interesse. Für klimatische Zwecke eignet sie sich aber gar nicht.[1])

Die Berechnung der mittleren Windrichtung ist einfach genug, namentlich wenn man nur die Beobachtungen von 8 Windrichtungen zu berechnen hat. Man multipliziert die Zwischenrichtungen NE, SE etc. mit dem Kosinus von 45° (also mit 0·707) und addiert die Produkte zu den diese Richtungen einschliessenden zwei Hauptrichtungen. So erhält man zunächst 4 Komponenten, welche sich auf 2 reduzieren, wenn man die entgegengesetzten Richtungen von einander subtrahiert. Aus diesen zwei Richtungen wird dann nach dem Kräfteparallelogramm die Resultierende nach Richtung und Grösse berechnet. Es ist zweckmässig, neben der letzteren immer auch die Grösse der 4 resultierenden Hauptrichtungen (N, E, S, W) anzugeben.[2])

D. Die „Struktur“ oder innere Beschaffenheit des Windes. Der Wind besteht durchaus nicht aus gleichförmig bewegten Luftteilchen oder Luftmassen, er ist kein in seiner ganzen Masse mit gleichförmiger Geschwindigkeit fortschreitender Luftstrom. Man weiss seit langer Zeit, dass der Wind zumeist in einzelnen Stössen weht, welche durch Pausen schwächerer Luftbewegung, wenn nicht Windstille, von einander getrennt sind. In den Aufzeichnungen der Robinson-Anemometer kommt diese Eigenschaft der strömenden Luftmassen nicht zur Geltung, weil dieselben nur mittlere Geschwindigkeiten angeben, und die Schalen, je schwerer sie sind umsomehr, vermöge ihrer Trägheit auch in den Pausen zwischen den Windstössen mit nur wenig verminderter Geschwindigkeit fortlaufen. In den Druck-Anemometern, namentlich auch in den neueren auf der Saugwirkung des Windes beruhenden Röhren-Anemometern (pressure tube Anemometer) kommt aber die wahre Natur

---

[1]) Darüber ist wohl jetzt kaum mehr zu streiten; man ist allgemein davon abgekommen, die Lambert sche Formel allgemein zu verwenden. Man s. Kämtz, Lehrbuch. B. I. S. 166.

[2]) Zählen wir, wie dies allgemein üblich ist, die Windrichtungen von N über E nach S und W (N bis E der erste Quadrant u. s. w.), so haben wir bei 8 Richtungen die 4 Komponenten:

N + NE cos 45 + NW cos 45; E + NE cos 45 + SE cos 45
S + SE cos 45 + SW cos 45; W + SW cos 45 + NW cos 45

N von S und E von W oder umgekehrt subtrahiert, bleiben nur mehr zwei Komponenten: A und B. Die Grösse der Resultierenden ist dann $\sqrt{A^2 + B^2}$, deren Richtung φ ist gegeben durch tang $\varphi = A : B$.

Hätte man 16 Richtungen, so käme: N + NNE cos $67^1/_2$ + NE cos 45 + ENE cos $22^1/_2$ und ausserdem noch + NNW cos $67^1/_2$ + NW cos 45 + WNW cos $22^1/_2$; ebenso bei den noch übrigen 3 Hauptrichtungen. Man hat Tafeln zum „Koppeln der Winde“, in welchen die Vielfachen von cos $22^1/_2$, cos 45 und cos $67^1/_2$ zu finden sind, und so die Rechnung erleichtern (cos $22^1/_2$ = 0.924, cos $67^1/_2$ = 0.383). Z. B.: Nach anemometrischen Aufzeichnungen legen die 8 Hauptwindrichtungen zu Wien im Mai durchschnittlich folgende Wege zurück:

Richtung	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
Kilometer	2298	644	312	1216	967	308	5274	3181

NE cos 45 = 644 × 0.707 = 455; SE cos 45 = 860; SW cos 45 = 218 und NW cos 45 = 2250.

N Komponente	2298 + 455 + 2250 =	5003 km
E „	312 + 455 + 860 =	1627 „
S „	967 + 860 + 218 =	2045 „
W „	5274 + 218 + 2250 =	7742 „

N — S = 2958; W — E = 6115; tang $\varphi = \frac{2958}{6115}$ = tang 25.6°. Mittlere Windrichtung W 25.6° N, oder N 64.4° W; Grösse der Resultierenden 6794 km. Das Schiff oder der Ballon würde demnach im Laufe des Mai 6794 km in der Richtung W 25.6° N zurückgelegt haben.

Man rechnet häufig die mittlere Windrichtung nur aus den Häufigkeitszahlen, was natürlich nicht ganz richtig ist und nur deshalb annehmbare Resultate liefert, weil in der That die Stärke der Winde im allgemeinen ihrer Häufigkeit ziemlich proportional ist. Vergleichungen nach beiden Methoden gerechneter Werte haben ergeben, dass in der That die Unterschiede zumeist unerheblich sind.

des Windes zum Vorschein. Die Registrierungen derselben zeigen, dass der Winddruck fortwährend ausserordentlich variiert, der Wind also durchweg in einzelnen Stössen weht [1].

Houzeau in Belgien scheint sich zuerst mit der „Textur" des Windes, wie er es nannte, eingehender beschäftigt, und die Unstetigkeit der Luftbewegungen innerhalb eines Windes, die Luftruhe neben und zwischen den Windstössen, die er geradezu als Luftprojektile bezeichnet, als eine allgemeine charakteristische Erscheinung erkannt zu haben [2].

In letzter Zeit war es S. P. Langley in Washington, der, mit Versuchen und Gedanken über das Flugproblem beschäftigt, der Natur des Windes besondere Aufmerksamkeit zugewendet hat. Indem er Robinsonsche Anemometer mit sehr leichten Schalen, z. B. mit Papierschalen anwendete, konnte er auch mit diesen die Unstetigkeit der Luftbewegung in den Winden konstatieren und in überzeugender Weise graphisch darstellen [3].

„Der Wind ist nicht eine gleichmässig sich bewegende Masse Luft, sondern besteht aus einer Folge sehr kurzer Pulsationen mit veränderlicher Amplitude, und diese Pulsationen sind, relativ zur mittleren Bewegung des Windes, von veränderlicher Richtung."

Je grösser die mittlere Windgeschwindigkeit, desto grösser sind die relativen Fluktuationen, die in derselben eintreten. In einem heftigen Winde bewegt sich die Luft wie eine tumultuöse Masse. Die Geschwindigkeit kann in einem Moment 18 m pro Sekunde sein, dann vermindert sie sich fast plötzlich bis zu einer Kalme, um dann wieder ebenso lebhaft einzusetzen [4].

Ein schönes Beispiel der diskontinuierlichen Bewegung der Luft im Winde giebt die folgende Reproduktion (Fig. 30) einer Registrierung der Windstärke am 8. Februar 1889 zu Perpignan mittelst eines Anemometers von Bourdon, das Fines mit einer sehr rasch sich drehenden Trommel versehen hat (9 m pro Stunde) [5].

Angesichts dieser Registrierungen muss man sich allerdings fragen, was für eine Bedeutung die mittlere Geschwindigkeit des Windes eigentlich hat.

Man schreibt diese Unstetigkeiten der Luftbewegungen im Winde zumeist den Störungen zu, welche die bewegte Luft an den Rauheiten der Erdoberfläche erleidet. Langley ist aber der Ansicht, dass der Wind auch in grösseren Höhen über der Erdoberfläche diese Unregelmässigkeiten der Bewegung zeigen dürfte. „Wenn wir die Luft als eine absolut elastische und reibungslose Flüssigkeit ansehen dürften, müsste jede Bewegung, welche dieselbe einmal und irgendwo gehabt hat, für immer erhalten bleiben." Wenn dies aber auch nicht strenge der Fall ist, so werden doch in der Luft Bewegungen und Störungen irgendwelcher Art nur sehr langsam erlöschen. So erscheint es natürlich, dass die bewegte Luft überall und jederzeit solche Pulsationen zeigt, wie wir sie an der Erdoberfläche beobachten.

Dass die Stürme auf hohen Bergen die gleiche Natur zeigen, wissen wir aus den Beobachtungen von Pernter auf dem Sonnblick und von Vallot auf dem

---

[1] Bei dem Sturm vom 12. Februar 1894 zu Hamburg konnte Köppen das Fortschreiten der einzelnen Windstösse über die Wasserfläche der Elbe deutlich verfolgen. Die Geschwindigkeit derselben betrug 33 m pro Sekunde, aber das waren noch nicht die allerschwersten Windstösse. Die bewegte Luft zeigte keine Wirbelung, sie war nahezu mit Projektilen vergleichbar. Annalen der Hydrographie 1894, S. 90.

[2] S. Lancaster, Sur la nature du vent. Congrès de la science de l'atmosphère. Anvers, Aout 1891. Als Beispiel führt Lancaster unter anderem die Aufzeichnungen des Anemometers Osler zu Brüssel bei dem Orkan vom 12. März 1876 an.

Zeit	4 h 5 m	10 m	15 m	18 m	25 m	30 m	45 m	48 m	55 m	5 h 5 m	12 m	30 m	38 m
Winddruck in Kilogramm pro Quadratmeter	94	103	99	89	110	89	120	96	117	144	128	93	120

Die stärksten Windstösse zeigen sich in den Aufzeichnungen getrennt durch relative Kalmen von 5 bis 10 Minuten Dauer, während welcher die Winddrucke kaum 15—20 kg überschritten. Dann kam wieder ein Stoss von ausserordentlicher Stärke.

[3] S. P. Langley, The internal work of the wind. Washington 1893. Smiths. Contributions 884. American Journ. of Science Jan. 1894, S. 41.

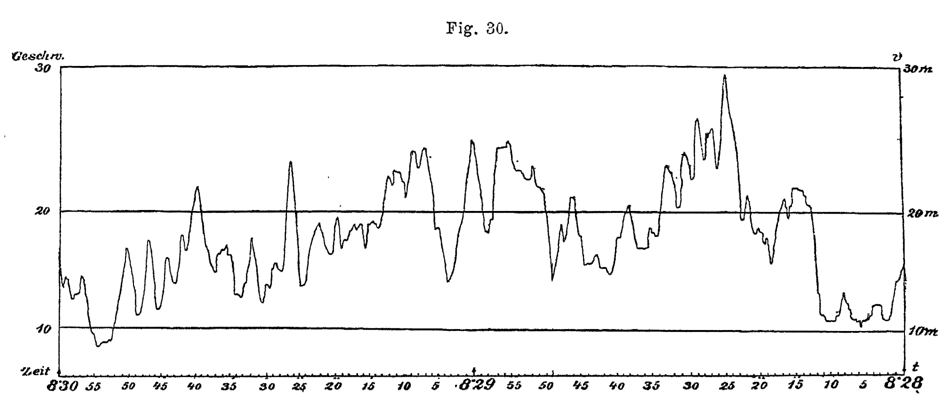
[4] Wie die strömende Luft verhält sich auch bekanntlich das fliessende Wasser, auch in diesem variiert die Geschwindigkeit von Moment zu Moment nach Grösse und Richtung. Sehr auffallend kann man dieses Pulsieren der strömenden Wassermassen an Wasserfällen beobachten. Dabei kann die mittlere Geschwindigkeit für eine etwas längere Periode nur wenig nach Grösse und Richtung variieren.

[5] Bull. Mét. des Pyrénées Orientales 1886.

Mont Blanc. Die letzteren sind dadurch besonders interessant, dass J. Vallot mittelst eines von Richard konstruierten Barographen (Statoskop), welcher die Oscillationen des Luftdruckes in den kürzesten Zeitintervallen zu verzeichnen im stande ist, die ausserordentlichen Luftdruckschwankungen (bis zu 5 mm) innerhalb weniger Minuten messend verfolgen konnte. Ein Sturm auf dem Mont Blanc besteht nach J. Vallot aus einer Serie von „Wirbeln“, welche einer dem anderen mit grosser Raschheit folgen, die Vermehrung der Windstärke in dem Moment des Vorüberganges jeder solchen kleinen Barometerdepression lässt darüber keinen Zweifel.[1])

E. Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Höhe über dem Boden. Es ist eine Erfahrung, die sich jedermann aufdrängt, dass die Windstärke mit der Erhebung über die Erdoberfläche zunimmt. Die oberen Segel eines Schiffes können vom Winde gefüllt sein, während die unteren schlaff herabhängen. Bei den meisten Ballonfahrten hat es sich gezeigt, dass der Wind in der Höhe

Fig. 30.



Änderungen der Windgeschwindigkeit (Meter pro Sekunde) während 2 Minuten am 8. Februar 1889 (8 h 28 m bis 8 h 30 m morgens) zu Perpignan.

viel stärker war als gleichzeitig an der Erdoberfläche, dass in der Höhe heftiger Wind, ja Sturm herrschen kann, bei sehr geringer Störung des atmosphärischen Gleichgewichtes und schwacher Luftbewegung in den unteren Schichten.[2])

Die anemometrischen Aufzeichnungen haben dargethan, dass die Windstärke durchschnittlich über dem ebenen Lande mit der Höhe zuerst sehr rasch, dann langsamer zunimmt.

---

[1]) J. Vallot, Etude des tempêtes au Mont Blanc. Annales de l'Observatoire Mét. du Mont Blanc. I. pag. 171—187, mit interessanten Reproduktionen der Aufzeichnungen des Statoskops bei dem Sturm am 19. und 20. August 1890.

Pernter beobachtete im Februar 1888 auf dem Sonnblick, namentlich bei Nordstürmen, die gleiche Erscheinung. Schien der Wind sich eine Weile gelegt zu haben, so fiel das Barometer plötzlich stark, oft mehr als 2 mm; diesem Fallen folgte ein mächtiger Windstoss, der um so heftiger war, je stärker das Barometer gefallen war, und nach Eintritt des Stosses stieg es dann wieder fast ebensoviel, als es vorher gefallen war. Met. Z. 1894. S. 272.

[2]) Vergl. Assmann, Übersicht der deutschen wissenschaftlichen Ballonfahrten. Met. Z. 1895. XXX. S. 334. Brückner, Met. Z. 1886. XXI. S. 222. — A. Berson in: Wissenschaftliche Luftfahrten. B. III. Berlin 1900. S. 199 etc.

Stevenson hat z B an einem Mast von 15 m Hohe folgende Resultate erhalten

Zunahme dei Windgeschwindigkeit mit dei Hohe

Hohe	0	3	6	9	12	15 2 m
Windgeschwindigkeit	3 6	8 2	8 7	9 0	9 1	9 4 m pro Sekunde
Hohe	0 4	1 1	2 7	4 3	7 6	15 5 m
Windgeschwindigkeit	9 9	11 4	14 0	15 0	16 5	19 0 m pro Sekunde
"	9 7	11 5	14 4	15 3	17 1	19 4 m " "

In dei untersten Schicht erfolgt die Zunahme unregelmassig, mehr sprungweise [1])

Fines fand in Perpignan folgende Verhaltniszahlen der Windstarken In der Stadt bei 7 m 1, in 31 m 1 81, im freien Lande in 7 m 1, in 18 m 1 32 Das Anemometer des Observatoriums zu Zikawei (bei Shanghai) ergab in 12 m Hohe eine mittlere jahrliche Windgeschwindigkeit von 3 6 m, dagegen in 41 m 5 9 m, jenes auf der Insel Jersey in 8 m uber dem Boden 4 75, dagegen in 55 m 7 04 m pro Sekunde (Dechevrens) Zu Chicago wurde gefunden In 32 m Hohe 4 2 m, in 47 m 4 6 m und in 83 m Hohe 7 8 m pro Sekunde

Die wichtigsten derartigen Ergebnisse haben die Registrierungen der Windgeschwindigkeit auf dem Eiffelturm geliefert in 305 m relativer Hohe bei ganz freier Aufstellung des Anemometers Die absoluten Windgeschwindigkeiten und deren Verhältnis zu einander sind [2]).

Mittlere Windgeschwindigkeit (Meter pro Sekunde) 1890—1895 (6 Jahre)

	Winter	Fruhling	Sommer	Herbst	Jahr	Maximum	Minimum
Paris 21 m	2 39	2 24	2 05	1 90	2 15	2 5 Feb Marz	1 7 Septemb.
Eiffelturm 305	9 85	8 45	7 77	8 76	8 71	10 5 Januar	7 3 Juni
Verhaltnis	4 12	3 77	3 79	4 61	4 05	4 9 Oktober	3 6 Juni

In den Nachtstunden des September erreicht die Zunahme der Geschwindigkeit in 300 m ihr Maximum mit 8 0 (von 3—5^h a), von 7^h abends bis um 6^h morgens durch 12 Stunden ist im September die Windgeschwindigkeit auf dem Eiffelturm 7 2 mal grosser als am Bureau Central in Paris 21 m uber dem Boden (bei guter Aufstellung des Anemometers), von 11^h a bis 4^h pm ist das Verhaltnis bloss 2 5 Im Juni sinkt es um Mittag auf 2 2 herab

Man konnte glauben, dass d e Anemometerstationen auf Berggipfeln einen weiteren Aufschluss geben uber diese Zunahme der Windstarke mit der Hohe Das ist aber leider nicht der Fall Abgesehen von der mangelnden Vergleichbarkeit der anemometrischen Messungen nimmt die Art der Aufstellung des Anemometers, sowie die Lokalitat mit ihrer ganzen nahen und ferneren Umgebung einen zu grossen Einfluss auf die Windgeschwindigkeit eines ganz bestimmten einzelnen Punktes auf einem Berggipfel Dies zeigen die folgenden Zahlen

Die Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Hohe in der freien Atmosphare hat Archibald Douglas mit Hilfe von Drachen, an denen Anemometer angebracht waren, untersucht Mehrere Beobachtungsreihen bis zu 600 m uber dem Erdboden ergaben im Mittel das folgende empirische Gesetz (fur $h > 200$ m):

$$V = v\ (H.h)^{1/4},$$

welches namentlich fur grossere Hohen den Beobachtungen sich gut anschmiegt

[1]) Journal Scottish Met Soc Vol V pag 103 u 348 Daselbst werden viele Beobachtungen über Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Hohe mitgeteilt Stevenson stellt als genaherten Ausdruck fur die Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Hohe folgende Formel auf $V = v\sqrt{\frac{H+22}{h+22}}$, für Hohen zwischen $4^1/_2$ und 15 m

[2]) Nach A Angot, Resumé des Observ Anémométriques faites au Bureau Central et à la tour Eiffel 1890—1895 Annales du Bureau Central Mét Mémoires de 1897 (erschienen 1899)

Ort	Höhe	Mittlere Geschwindigk.	Ort	Höhe	Mittlere Geschwindigk.
Jersey	112 m	7·1 m	Obir	2140 m	5·2 m
Eiffelturm	305	8·7	Säntis	2500	7·7
Ben Nevis	1343	8·4	Sonnblick	3100	7·5
Mt. Washingt.	1950	15·0	Pikes Peak	4308	9·2[1])

und auch mit Vettins Messungen der Geschwindigkeit des Wolkenzuges in verschiedenen Höhen in Übereinstimmung steht.[2])

Die Berliner wissenschaftlichen Ballonfahrten liefern nach A. Berson folgende Verhältniszahlen für die Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Höhe:

Höhenschicht	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6 km
Relative Geschwindigkeit	1.75	1.95	2.15	2.5	3.1	4.5

Die Windgeschwindigkeit nahe der Erdoberfläche (Anemometer auf dem Telegraphenberg bei Potsdam) ist dabei = 1 gesetzt worden. In den Gebieten der Barometermaxima (Anticyklone) nimmt die Windgeschwindigkeit langsamer mit der Höhe zu als in jenen der Barometerminima (cyklonale Witterung), obgleich sie in letzteren schon an der Erdoberfläche grösser ist (Anticyklone 4·1, Cyklone 5·0 in $5^1/_2$ km); ebenso nimmt sie bei Ostwinden viel weniger zu als bei Westwinden.[3])

Die besten Aufschlüsse über die Windgeschwindigkeit in grösseren Höhen der freien Atmosphäre liefern die Messungen der Geschwindigkeit des Wolkenzuges in verschiedenen Höhen, wie sie in jüngster Zeit vielfach mit grösster Sorgfalt und Präzision angestellt worden sind.

Aber auch die älteren fleissigen Messungen der relativen Geschwindigkeit des Zuges der Hauptformen der Wolken von Vettin in Berlin[4]) müssen auch jetzt noch eine Erwähnung finden. Die Hauptergebnisse sind (auf absolute Geschwindigkeiten reduziert):

Höhe in m	0	500	1150	2200	3900	7000
Geschwindigkeit	5.8	11.3	9.3	10.7	15.8	18.1 m pro Sekunde

Die Ergebnisse der neueren mit den besten Hilfsmitteln angestellten Messungen der Geschwindigkeit des Wolkenzuges in verschiedenen Höhen sind schon auf S. 279 mitgeteilt worden.

Nach den Messungen am Blue Hill nimmt im Sommer für je 100 m Höhenzunahme die Windgeschwindigkeit um 0·27 m, im Winter um 0·65 m pro Sekunde zu.[5])

Die folgende kurze Wiederholung einiger Hauptresultate wird aber hier am Platze sein.[6])

---

[1]) Die neue Aufstellung des Anemometers giebt aber mindestens 10.0 m. Mt. Washington liegt nahe an der Küste, nördlicher und mehr in der Bahn der Stürme. Die Windgeschwindigkeit ist auf dem Mt. Washington 4,3mal grösser als unten in 100 m Höhe in Portland.

[2]) Nature. Vol XXVII. S. 243 u. 432, dann Vol XXXI. S. 600 und Vol XXXIII. S. 593. S. a. Deutsche Met. Z. II. 1885. S. 47.

[3]) A. Berson, Wissenschaftliche Luftfahrten. B. III. S. 199 etc.

[4]) Met. Z. B. XVII. 1882. S. 267 u. 351. Dr. F. Vettin, Die Luftströmungen über Berlin in den vier Jahreszeiten. Zeitschrift des Deutschen Vereins für Luftschiffahrt. 1885. S. 294, 335; 1886. S. 91; 1891. S. 105, 129. 1892. S. 226.

[5]) Blue Hill Observatory. Measurements of cloud Heights and Velocities by Clayton and Fergusson. Cambridge 1892. Annals Harvard Coll. Observ. Vol XXX. Part III, und Vol XLII. Part II. Cambridge 1900.

[6]) Études internationales des nuages 1896/97. Observ. de la Suède. Upsala 1898.

Den Wolkenmessungen 1896 und 1897 am Blue Hill-Observatorium entnehmen wir noch kurz folgende Ergebnisse (Annals. Vol XLII. Part II. 1900. S. 243):

Mittlere Höhe	9200	6400	5400	3700	1500	900	560 m
Mittlere Geschwindigkeit	34.7	27.1	24.9	18.4	12.0	13.6	7.5

Mittlere Geschwindigkeit des Wolkenzuges in verschiedenen Höhen
(Meter pro Sekunde.)

Höhenintervall	0—2 km	2—4 km	4—6 km	6—8 km	8—10 km	10—12 km
Upsala	9.1	8.7	16.0	20.4	26.6	—
Blue Hill	9.9	14.8	20.1	25.0	35.8	41.6

Man sieht aus den Ergebnissen der Wolkenmessungen, dass in den Höhen oberhalb 7 km die Wolken durchschnittlich die Geschwindigkeit der Stürme an der Erdoberfläche besitzen, und dass dort oben an der Erdoberfläche unbekannte Windgeschwindigkeiten von 70—100 m pro Sekunde vorkommen.

F. Einfluss der Unterlage, der Beschaffenheit der Erdoberfläche auf die Windgeschwindigkeit. Die Windgeschwindigkeit wird durch die Unebenheiten der festen Erdoberfläche sehr stark verringert. Die Windgeschwindigkeit ist um so grösser, je flacher, ebener das Land ist, Bäume, namentlich Wälder, schwachen die Winde und sind schon deshalb oft von grosser klimatischer Bedeutung. Nur über dem glatten Steppenboden oder der baumlosen Hochebene können die Stürme ungehindert ihre volle schädliche Kraft entfalten, Wälder wirken wie Schutzwände.

Den geringsten Widerstand findet die Luftbeweguug über den Wasserflächen, die Windgeschwindigkeit ist deshalb unter gleichen Verhältnissen über den Meeren und an flachen Küsten am stärksten, aber selbst eine flache Küste hemmt schon den Wind sehr merklich in den unteren Schichten.

In Bergländern ist die Windgeschwindigkeit örtlich sehr verschieden, ebenso die Windrichtung. Hinter Bergrücken kann fast völliger Windschutz bestehen, in manchen engen Thälern dagegen, die eine hierfür günstige Richtung haben, kann der Wind leicht zu Sturmesstärke anwachsen. Wenn der Wind eine steil abstürzende Bergwand ziemlich senkrecht trifft, wird derselbe zuweilen am oberen Rande derselben gar nicht gefühlt, man kann mitten im heftigen Sturme auf freier Bergeshöhe Windstille haben. Der Luftstrom geht dann in einem Bogen über den Berggipfel hinweg.[1])

Diese Erscheinung zeigt sich in geringerem Grade und in verschiedener Weise bei jedem Hindernis, das dem Winde direkt in den Weg tritt. Ein Anemometer, das am Rande der Plattform eines Turmes aufgestellt ist, wird, wenn es dieselbe nicht sehr hoch überragt, von verschiedenen Windrichtungen in verschiedener Weise affiziert, es registriert bei thatsächlich gleicher Windstärke verschiedene Geschwindigkeiten je nach der Richtung des Windes.[2])

Über Wasserflächen ist die Windgeschwindigkeit grösser als gleichzeitig am Ufer über dem Lande. Sehr schön zeigen dies die anemometrischen Aufzeichnungen zu Chicago und draussen im Michigan-See. Das Anemometer zu Chicago ist 31.4 m über dem Boden aufgestellt, in 5 km Entfernung davon in ENE befand sich auf einem Gebäude im See nur 11.3 m über der Wasserfläche ein zweites Anemometer. Im Mittel war die Windgeschwindigkeit über dem See 1·6 mal grösser als über der Stadt, in den Nachtstunden sogar doppelt so gross. Die

---

[1]) Dies ist z. B. auf dem Obirgipfel bei Südweststürmen der Fall. Während dieselben auf dem Bergkamm selbst so heftig sind, dass der Gipfel nur in kriechender Stellung erreicht werden kann, herrscht auf dem Gipfel selbst fast Luftruhe. S. auch Zeitschrift für Met. B. VI. S. 8.

[2]) Die zwei Anemometer auf der quadratischen geräumigen Plattform des Turmes der meteorologischen Centralanstalt auf der Hohen Warte bei Wien befinden sich ca. 24 m über dem Erdboden und 3 m über der Plattform an der Nordwest- und an der Südostecke des Turmes. Bei Nordwestwinden giebt das erstere, bei Südostwinden das letztere grössere Windstärken.

tägliche Variation der Windstärke ist dafür über dem See nur halb so gross als über der Stadt.[1])

Die Winde, die vom Lande kommen, sind schwächer als jene, die über das Meer herkommen.

Bebber hat dies an der mittleren Stärke der verschiedenen Windrichtungen an zwei Orten der Küsten des Kanals gezeigt. Für Hurstcastle, unweit der Insel Wight, sind die westlichen und südwestlichen Winde Seewinde, die nördlichen Winde Landwinde; für Cherbourg dagegen, das 100 km entfernt auf der gegenüberliegenden Seite des Kanals liegt, verhält es sich gerade umgekehrt. Die mittleren Windstärken bei verschiedenen Winden sind an diesen beiden Orten:

	Hurstcastle Windstärke Beaufort	Cherbourg Windstärke Beaufort	Differenz Hurstcastle-Cherbourg für starke Winde
NW bis ESE	3.23	**3.91**	—0.75
SE bis WNW	**4.62**	3.78	+ 1.01

Die nördlichen (Land-)Winde sind zu Hurstcastle um ca. 0.8 Stärkegrade schwächer als zu Cherbourg, wo sie über den Kanal herkommen, dagegen die westlichen und südlichen Seewinde um 1 Stärkegrad kräftiger als zu Cherbourg, wo dieselben Landwinde sind.[2])

Ein ähnliches Resultat ergiebt die Reduktion der Anemographen-Aufzeichnungen zu Kronstadt und St. Petersburg. Obgleich Kronstadt nur 30 km von Petersburg entfernt liegt, ist die Windstärke doch 1½mal grösser bei gleicher Aufstellung der Anemometer. Bei den SW-Winden ist der Unterschied am stärksten, bei den über das Land herwehenden Winden, d. i. also bei NE-Winden, ist der Unterschied am kleinsten.[3])

Die Abnahme der Windgeschwindigkeit von den Küsten gegen das Innere des Landes zeigt sich recht deutlich in den Zusammenstellungen von Hellmann.[4])

Darmer giebt folgende Zahlen für die Abnahme der mittleren Windstärke landeinwärts[5]): Valentia 7.4, Wilhelmshaven 6.8, Wustrow 6.2, Memel 5.5, Petersburg 4.3.

Während an den Küsten der Ostsee (in 15½ m)[6]) die mittlere Windstärke 6.3, am Schwarzen Meere (in 7.7 m) 5.7 m pro Sekunde ist, sinkt sie im Innern von Russland auf 4.3 (in 10.5 m) und sogar auf 2.6 m (in 15.9 m) in den westlichen und nordwestlichen Gouvernements herab. In Westsibirien ist sie nur mehr 3.5 (in 8.7 m) bis 2.5, und am kleinsten in Ostsibirien, wo sie auf 1.6 m (in 9 m) herabsinkt.[7]) In ähnlicher Weise zeigt sich auch in Nordamerika die Abnahme der Windstärke von den Meeresküsten und von den Ufern der grossen Seen gegen das Innere des Landes.[8])

Zweites Kapitel.

Die tägliche und jährliche Periode der Windstärke und Windrichtung.

I. Die tägliche und jährliche Periode der Windgeschwindigkeit.

A. Beschreibung der täglichen Periode. Die Windstärke hat über dem Lande eine sehr ausgesprochene tägliche Periode, und zwar ohne Rücksicht auf die Windrichtung. Auf dem offenen Meere dagegen ist, soweit die Beobachtungen reichen,

---

[1]) Signal Service Notes. No. VI. H. A. Hazen, Report on Wind Velocities at the Lake Crib and at Chicago.

[2]) Annalen der Hydrographie. XVII. 1889. S. 485. S. auch Met. Z. XXV. 1890. Litteraturbericht S. 12.

[3]) Rykatschew, Rep. f. Met. B. XII. Nr. 6. 1889. Die rasche und starke Abschwächung der Winde landeinwärts ist mir bei den kalten Nacht- und Morgenwinden (südliche Winde gegen das untere Seeende) am Ufer des Attersee sehr aufgefallen. Wenige Schritte vom Ufer war der kräftige kalte „Oberwind", der starken Wellengang erzeugte, nur wenig mehr zu spüren.

[4]) G. Hellmann, Untersuchungen über die jährliche Periode der Windgeschwindigkeit. Met. Z. XXXII. 1897. S. 321, und Supan, Karte der mittleren Windstärke in den Vereinigten Staaten nach Waldo. Geograph. Mitteilungen. 1889. S. 20.

[5]) Darmer, Annalen der Hydrographie. 1899. S. 290.

[6]) Die Höhe der Anemometer (Wildsche Windfahne) über dem Erdboden ist angegeben, weil dieselbe grossen Einfluss auf die registrierte Windstärke hat.

[7]) Kiersnowsky, Rep. f. Met. XII. Nr. 3.

[8]) Waldo, Met. Z. 1888. S. 285.

kaum eine merkliche tagliche Periode der Windstarke zu konstatieren Sowie ein Schiff sich aber dem Lande nahert, macht sich die tagliche Veranderung der Windstarke wieder fuhlbar

1 Die tagliche Periode der Windstarke in den unteren Luftschichten lasst sich im allgemeinen in folgender Weise beschreiben In der Nacht ist der Wind am schwachsten, vielfach herrscht dann vollige Windstille Von 7^h morgens an frischt der Wind auf, uberschreitet nach 9^h das Tagesmittel seiner Starke, und letztere nimmt nun sehr rasch zu, so dass schon bald nach Mittag, durchschnittlich etwa um 1^h, also vor dem Eintritt des Temperaturmaximums, das Maximum der Windstarke erreicht wird [1]) Dann nimmt die Windstarke wieder ab und sinkt schon nach 6^h abends wieder unter das Tagesmittel An manchen Orten tritt am spaten Abend ein kleines sekundares Maximum auf Besonders charakteristisch ist folgendes: Die Windstarke bleibt etwa 15 Stunden unter dem Mittel und erhebt sich nur 9 Stunden bei Tage uber dasselbe Bei Nacht sind die Anderungen der Windstarke gering, bei Tag hingegen ist das Anschwellen der Windstarke etwa von 9^h an sehr gross und ebenso wieder deren Abnahme Die tagliche Variation der Windgeschwindigkeit an der Erdoberflache ist ein Tagphanomen, bei Nacht ist an den meisten Orten die Variation eine sehr geringe, sie stellt gleichsam nur das langsame Erloschen der bei Tag angeregten Bewegung vor Die Krafte, die der Tag ausgelost hat, kommen in der Nacht wieder allmahlich zur volligen Ruhe [2])

So betragt z B zu Wien im Jahresmittel die Zunahme der Windstarke von 7 h morgens bis $1^1/_2$ h nachmittags 120 cm (pro Sekunde), die Abnahme bis 7 h abends wieder 101 cm, die Anderung bei Nacht ist aber nur 34 cm Die ganze Variation fast spielt sich bei Tage ab Bemerkenswert ist auch, dass das ganze Jahr hindurch die Eintrittszeiten der Media kaum sich andern Erst nach 9 h a m uberschreitet zu Wien das ganze Jahr hindurch die Windstarke das Tagesmittel und sinkt fast ebenso gleichmassig nach 6 h p m wieder unter dasselbe hinab Der Temperaturgang schliesst sich bekanntlich viel mehr der Tageslange an, ist viel mehr von der Zeit des Sonnenaufganges abhangig

Die folgende Fig 31 stellt den taglichen Gang der Windstarke zu Wien dar, und zwar 1 in den Aquinoktialmonaten (Marz, April, September und Oktober), wo derselbe (zu Wien) am ausgepragtesten ist und die grösste Amplitude hat,

---

1) Die Gleichung des mittleren Ganges der Windstärke in der Nähe der Erdoberfläche ist im Mittel von 8 Stationen, die in Bezug auf die Phasenzeiten gut mit einander übereinstimmen, folgende x = 0 für Mittn, Centimeter pro Sekunde

Täglicher Gang der Windstärke 60 sin (251 + x) + 20 sin (65 + 2x)

Vergleicht man die Eintrittszeiten der Extreme im täglichen Gange des Windes und der Temperatur, so erhält man folgende Differenzen der Phasenzeiten, ausgedrückt durch die beiden Winkelkonstanten

	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
		Wind — Temperatur			
A_1	31°	15°	7°	20°	16°
A_2	22	48	10	48	37

So weit nur das erste Glied in Betracht kommt, beträgt die Verspätung des Eintrittes des Temperaturmaximums gegen das Maximum der Windstärke im Winter 2 Stunden, im Sommer nur $^1/_2$ Stunde, im Jahresmittel 1 Stunde

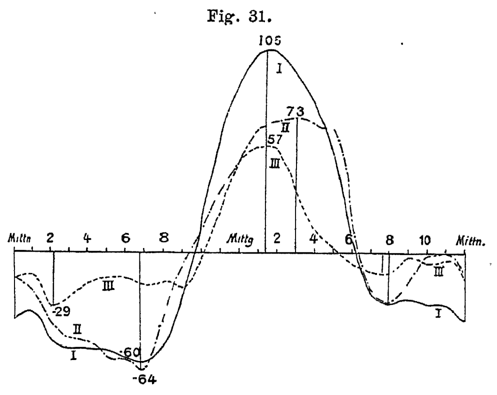
Die Eintrittszeiten der Maxima und Minima der täglichen Windstärke, sowie die Grösse der Schwankung derselben über dem Gebiete der Vereinigten Staaten hat sehr eingehend, auch graphisch, dargestellt F Waldo im American Met Journal Vol XII S 145 American Journal of Science XLIX S 431 S auch Koppen, Met Z XXX 1895 S 330 Westlich von 104° verspäten sich die Eintrittszeiten der Maxima auf 2 h bis 4 h p m

2) Schon die ersten anemometrischen Aufzeichnungen der Windstärke (Anemometer Osler) zu Birmingham (1837—1840) und zu Brüssel (1842/43) haben dies dargethan „Nach beiden Tabellen," sagt Schmid, „schliesst sich die Windstärke am nächsten der Sonnenstrahlung an, sie hat ihr Maximum um Mittag, ihr Minimum um Sonnenaufgang, von Sonnenuntergang bis Sonnenaufgang bleibt sie beinahe konstant" Schmid, Meteorologie S 500 u 501

Kämtz war der erste, der die tägliche Variation der Windstärke aus den drei Terminbeobachtungen von Hemmer in Mannheim konstatiert hat Lehrbuch I S 217 1831

dann 2. in den drei Sommermonaten, sowie 3. in den drei Wintermonaten. Im Winter und im Sommer macht sich ein zweites kleines Abendmaximum bemerkbar. Die Luftruhe bei Nacht, der flache Verlauf der Kurven der Windstärke von 7^h abends bis 8^h morgens tritt in diesen Zeichnungen deutlich vor das Auge. Die kleine Verstärkung des Windes in der Nachtzeit ist wohl schon der hohen und freien Aufstellung des Anemometers (24 m über dem Boden) zuzuschreiben (s. später die Nachweise von Hellmann).

Fig. 31.



Täglicher Gang der Windstärke zu Wien.

Die tägliche Variation der Windstärke zeigt sich abhängig von der Jahreszeit und von der Witterung. Die Amplitude derselben ist im Winter am kleinsten, in der wärmeren Jahreszeit am grössten, sie folgt aber dabei nicht der Temperatur, sondern der Grösse der täglichen Wärmeschwankung. In erster Linie scheint aber die tägliche Variation der Windstärke von dem Grad der Himmelsbedeckung abhängig zu sein, sie nimmt ab mit zunehmender Bewölkung und ist an heiteren Tagen am grössten.

Hjeltström[1]) findet für Upsala (Mai bis August):

Mittlere Bewölkung	0—2	3—6	7—10
Amplitude der täglichen Variation			
der Windstärke (Maximum : Minimum)	3·23	2.95	2·40
der Wärmeschwankung (Grade C.)	14·2	10·4	5·0

Windstärke und Temperatur nehmen vom Morgen zum Nachmittag um so mehr zu, je heiterer der Himmel ist. Die Ursache beider Erscheinungen ist die mehr oder minder unbehinderte Sonnenstrahlung.

Auch Sprung und Hamberg haben den Einfluss der Bewölkung auf die Grösse der täglichen Variation der Windstärke nachgewiesen. Die folgenden Verhältniszahlen (Maximum : Minimum) gelten für den Sommer:

Ort	Upsala	Swinemünde	Deutsche Küste	Petersburg	Wien
	Tägliche Schwankung der Windstärke (Maximum : Minimum)				
heiter	3·03	2·64	2·02	1·87	2·07
trüb	1·88	1·38	1·50	1·40	1·21

E. Mazelle hat für Triest folgende Ergebnisse erhalten[2]):

Bewölkung	0—2	3—4	5—6	7—8	9—10	
Mittlere Geschwindigkeit	6·8	8·2	10.8	10·9	13·9	m p. Sek.
Tägliche Amplitude (Max. : Min.)	2·8	2·3	1·7	1·6	1·7	
„ „ (Max.—Min.)	6·3	6·1	5·7	5·2	7·4	m p. Sek.
Quotient $\Delta v : v$	0·93	0·75	0·53	0·48	0·54	

[1]) Hjeltström, Om den dagliga Forändringen i vindens hastighet. Upsala 1877. Verhandlungen der Kgl. Gesellschaft der Wissenschaften.

[2]) Mazelle, Der tägliche und jährliche Gang der Windstärke in Triest. Sitzungsberichte der Wiener Akademie. B. C. Dez. 1891.

Es giebt also immerhin auch an trüben Tagen noch eine erhebliche tägliche Veränderung der Windstärke, der Einfluss der Bewölkung auf dieselbe ist nicht so gross, als auf die Temperaturschwankung [1]).

Sehr wichtig ist ferner die Wahrnehmung, dass an hoch und frei aufgestellten Anemometern die tägliche Periode der Windstärke sich weniger geltend macht als an niedrig aufgestellten, in den untersten Luftschichten ist die tägliche Variation der Windgeschwindigkeit am grössten.

Das zeigen besonders schon die von Dechevrens auf der Insel Jersey in 8 m und 55 m relativ (über dem Boden) aufgestellten Anemometer [2]). Das erstere giebt eine tägliche Amplitude von 110 cm (Minimum 3^h am — 45 cm, Maximum $1\frac{1}{2}$ p m + 65), das zweite in 55 m eine Amplitude von 32 cm, fast nur ein Viertel der ersteren (Minimum 7^h am — 18, Maximum 7^h pm + 14 cm).

Winde jeder Richtung unterliegen in Bezug auf ihre Stärke der gleichen täglichen Periode, alle Winde erreichen das Maximum ihrer Geschwindigkeit in den ersten Nachmittagsstunden [3]). Doch sind die Winde, welche zumeist heiteres trockenes Wetter bringen, d. h. bei uns die Ostwinde, der täglichen Stärkeänderung am meisten unterworfen, sie schlafen abends ganz ein und wehen dagegen nachmittags oft mit stürmischer Heftigkeit. Bei den stärkeren, häufiger trüben und feuchten Westwinden macht sich die tägliche Periode weniger auffallend bemerkbar [4]).

Die Passate haben über den Kontinenten eine sehr grosse tägliche Änderung ihrer Stärke, sie wehen häufig nachmittags mit Sturmeskraft, und machen nachts einer Windstille Platz (Nachtigal, Schweinfurt berichten dies aus Afrika, Sachs und Jonas aus den Llanos von Venezuela) [5]).

Auf offener See dagegen fehlt die tägliche Schwankung der Windstärke fast ganz, wie Sprung dies aus deutschen Schiffsjournalen (für die Passatregion), Buchan später aus den Beobachtungen an Bord des „Challenger" (für alle Ozeane) gezeigt haben. [6]) Selbst auf flachen, ozeanischen Inseln zeigt sich ähnliches, so auf den Bermudas.

Den täglichen Gang der Windgeschwindigkeit auf offener See und in der Nähe des Landes nach den Beobachtungen an Bord des „Challenger" zeigen folgende Zahlen (abgeleitet aus zweistündigen Beobachtungen an 650 Tagen auf offener See und an 552 Tagen in der Nähe des Landes) [7]).

---

1) Hamberg glaubt nachweisen zu können, dass der Einfluss des Grades der Bewölkung auf die Grösse der täglichen Variation der Windstärke recht gering sei. Er findet für die Bewölkung 0—2 Minimum 2.0, Maximum 4.9, Amplitude 2.9 m, für die Bewölkung 9—10 dagegen Minimum 2.4, Maximum 4.7, Amplitude 2.3 m pro Sekunde. Bemerkenswerter ist das Resultat, dass an Tagen mit heftigen Winden das Tagesmaximum der Stärke auf den Mittag selbst fällt, bei abnehmender Windstärke sich aber verspätet, von Mittag entfernt. Sur la variation diurne de la force du vent. Schwedische Akademie Bihang B. 5. Nr. 21. Stockholm 1880.

2) S. Met. Z. B. XXXIV. 1899. S. 460.

3) Hann, Die tägliche Periode der Geschwindigkeit und der Richtung des Windes. Sitzungsberichte der Wiener Akad. LXXIX. S. 33. Jan. 1879.

4) Lamont sagt von München: „Bemerkenswert ist es, dass der Westwind konstant, der Ostwind aber intermittierend weht. Er hört bei Sonnenaufgang auf und fängt am Morgen wieder an." — Wenn die Schotten sagen „The westwind is a gentleman and goes to bed," so ist zu beachten, dass im grösseren Teile Schottlands der Westwind, der über die Gebirge herüberkommt, ein trockener und heiterer Wind ist, der Ostwind dagegen ein feuchter, oft trüber Seewind.

5) Man sehe meine oben citierte Abhandlung. S. 46—48, und Met. Z. XIV. 1879. S. 339.

6) Sprung, Archiv der Deutschen Seewarte. 1879. Nr. 2. S. 15. Buchan, Nature vom 1. März 1883 und Challenger Report Physics and Chemistry. Vol. II. 1889. S. 25. Für die Äquatorialregion habe ich dasselbe aus den Beobachtungen der „Novara" gezeigt. Denkschriften der Wiener Akad. B. LV. S. 95 und 120, und Sobiezky für die Passatregion des Nordatlantischen Ozeans. Sitzungsberichte der Wiener Akademie B. CVII. Jan. 1898. S. 96. Köppen, Täglicher Gang der Windstärke auf Bermudas. Annalen der Hydrographie. 1883. S. 628/629.

7) Das nächtliche Maximum der Windstärke zur See ist bei Schiffen, die unter Segel gehen, auch dem Umstande zugeschrieben worden, dass die Segel bei Nacht feucht und deshalb vom Wind praller gespannt werden. S. American Met. Journal. II. pag. 29. Artikel auch sonst interessant.

Täglicher Gang der Windstärke (Centimeter pro Sekunde).

	Mttn.	2	4	6	8	10	Mttg.	2	4	6	8	10	Amplitude
Offene See	453	454	447	440	438*	443	449	**450**	446	440*	440	447	16 cm
Küstennähe	244*	246	245	245	262	300	345	**370**	359	318	275	249	126 cm

Auf offener See also ist die tägliche Änderung der Windstärke sehr klein, bei Annäherung an das Land macht sich aber die tägliche Periode sogleich geltend, mit einer starken Zunahme der Windstärke nach Mittag.

Die Beobachtungen in der Passatregion scheinen auf eine doppelte tägliche Periode der Windgeschwindigkeit hinzudeuten, die dem täglichen Barometergange ähnlich ist (mit etwas früherem Eintritt der Wendestunden).[1])

2. Täglicher Gang der Windgeschwindigkeit auf Berggipfeln. Die Aufstellung von Anemometern auf Berggipfeln hat in Bezug auf den täglichen Gang der Windstärke ein unerwartetes Resultat ergeben. Es stellte sich heraus, dass im allgemeinen auf freien Höhen die Windstärke bei Nacht am grössten ist und bei Tag am kleinsten; also umgekehrt wie in der Niederung.

Darauf hat zuerst Hellmann (1875) auf Grund der Registrierung der Windgeschwindigkeit eines Monates auf dem Mt. Washington (Nordamerika) aufmerksam gemacht.[2]) Die später folgenden (oder veröffentlichten) Registrierungen der Windstärke auf dem Obirgipfel, Säntisgipfel, auf Pikes Peak, auf dem Sonnblick, Ben Nevis haben dieses erste Ergebnis vollauf bestätigt, aber zugleich gezeigt, dass der tägliche Gang der Windstärke auf Bergen durchaus nicht die gleiche Übereinstimmung zeigt, wie wir sie für die untersten Luftschichten haben konstatieren können. Nur im Sommer ist dieselbe eine ziemlich grosse. Die folgende kleine Tabelle giebt eine Übersicht über die Maxima und Minima der Windstärke im täglichen Gange auf den verschiedenen Berggipfeln und deren Eintrittszeiten.

Täglicher Gang der Windstärke auf Berggipfeln. Grösse (Centimeter pro Sekunde) und Eintrittszeiten der Extreme.

	Höhe	Sommer			Jahr		
		Maximum	Minimum	Amplitude	Maximum	Minimum	Amplitude
Ben Nevis	1343	3 h a 70	3 h p — 60	130	3 h a 70	1 h p — 44	114
Obir	2140	Mittn. 107	1 h p —129	236	$8^1/_2$ h p 56	1 h p — 73	129
Säntis	2500	1 h a 69	11 h a — 95	164	9 h p 37	10 h a — 41	78
Sonnblick	3110	8 h p 56	9 h a — 68	124	7 h p 45	8 h a — 47	92
Pikes Peak	4310	3 h a 143	Mittg. —136	279	3 h a 114	11 h a —142	256

[1]) Die Beobachtungen von Sobietzky (21 Tage zwischen 24° und 15° nördl. Br. und 24—49° westl. L. stündlich) und die von Sprung (Archiv. II. 1879. Studien. II. S. 16) abgeleiteten Mittel geben folgende Gleichungen (Sprung b nach der gesegelten Distanz allein):

Täglicher Gang der Windstärke in der Passatregion (Meter pro Sekunde).

Sobietzky	$4.10 + 0.11 \sin(6.0 + x) + 0.37 \sin(181.3 + 2x)$
Sprung a	$6.69 + 0.06 \sin(15.0 + x) + 0.07 \sin(169.8 + 2x)$
Sprung b	$6.69 + 0.14 \sin(19.1 + x) + 0.15 \sin(164.7 + 2x)$

Da die Daten von Sprung nur auf 6 täglichen Beobachtungen beruhen, sind die kleineren Amplituden begreiflich. Der Charakter des täglichen Ganges ist fast genau der der täglichen Luftdruckschwankung.

Dem stehen aber entgegen die Beobachtungen von W. Upton in Observ. Caroline Island 1883 (Washington Nat. Acad. 1884), S. 37. Dieselben liefern für den SE-Passat das Resultat: Maximum 10—11 h p m 3.0 m pro Sekunde, Minimum 10—11 h a m 2.6 m pro Sekunde, eine ganz einfache Periode.

[2]) Met. Z. X. 1875. S. 311.

Die Übereinstimmung im täglichen Gange besteht nur darin, dass die Maxima überall in der Nachthälfte des Tages eintreten, umgekehrt die Minima. Die Grösse der Tagesamplitude zeigt keine Abhängigkeit von der Seehöhe, auch nicht von der relativen Höhe, denn auch nach dieser folgen sich die Gipfel in gleicher Ordnung (relative Höhen 1340, 1600, 2000, 2500, 2700 m ca.). Für den Sommer, wo der tägliche Gang der Windstärke auf obigen Berggipfeln noch die beste Übereinstimmung zeigt, kann man etwa folgenden mittleren täglichen Gang aufstellen.

Täglicher Gang der Windstärke im Sommer in der Höhenschicht zwischen 1400 und 4300 m

Abweichungen vom Mittel (Centimeter pro Sekunde)

Mttn	2	4	6	8	10	Mttg	2	4	6	8	10	Amplitude
68	75	62	24	— 29	— 72	— 89*	— 73	— 39	— 3	27	50	164

Das ist ziemlich genau der umgekehrte Gang von jenem in der Niederung.

Leitet man in ähnlicher Weise den mittleren täglichen Gang im Jahre für dieselbe Höhenschicht ab, so fällt derselbe etwas unregelmässig aus, das Maximum tritt zwischen Mitternacht und 3^h a ein, das Minimum um 11^h vormittags, von 7^h morgens bis 6^h abends bleibt die Windstärke unter dem Tagesmittel. In allen Jahreszeiten, den Frühling ausgenommen, stellt sich das Minimum der Windstärke im Mittel schon vor Mittag ein, im Frühling erst um 1^h nachmittags [1]).

Es ist wohl zu beachten, dass man die Ergebnisse der Registrierungen der Windgeschwindigkeit auf Berggipfeln nicht schlechthin auch für die gleiche Höhe in der freien Atmosphäre gelten lassen darf, weil die Berge durch ihre Erwärmung über die Temperatur der umgebenden Atmosphäre und als mechanische Hindernisse für die sie treffenden Luftströmungen auf die Richtung und Stärke der letzteren Einfluss nehmen werden.

Wie weit dies der Fall ist, darüber können nur Beobachtungen der Geschwindigkeit (und der Richtung) des Wolkenzuges in entsprechenden Höhen entscheiden. Die von Satke, Hegyfoky und Polis stündlich oder zweistündlich tagüber angestellten Aufzeichnungen und Messungen der Geschwindigkeit der Wolken haben noch keine völlig entscheidenden Resultate geliefert. Sie stimmen aber darin überein, dass die unteren und mittleren Wolken an Geschwindigkeit vom Morgen bis zum Nachmittag abnehmen, um 1—3^h p m am langsamsten ziehen und dann wieder an Geschwindigkeit zunehmen.

Die Wolkenbeobachtungen auf dem Blue Hill (202 m) haben Helm Clayton ergeben, dass in der Höhe der Cumuluswolken, also bis zu 1600 m etwa, die Windstärke um Mittag abnimmt, die Differenz der Geschwindigkeit (Meter pro Sekunde) gegen Blue Hill beträgt:

	8—11h	11—2h	2—5h	5—8h
Differenz 1600 m — 202 m	+2.4	+1.6	+2.4	+3.0

Für die tägliche Periode der Geschwindigkeit der Cirruswolken aber findet Clayton:

Mittlere Geschwindigkeit der Cirruswolken (Meter pro Sekunde)

Zeit	8h	10h	Mittg	2h	4h	6h	8h	10h
Geschwindigkeit	39	40	40	42	42	41	39	36 m

1) Hann, Die tägliche Periode der Windstärke auf dem Sonnblickgipfel und auf Berggipfeln überhaupt Sitzungsberichte der Wiener Akad. B CIII Juli 1894. Den täglichen Gang auf dem Dodabetta Peak s. Sitzungsberichte B LXXIX Jan 1879.

Das Maximum tritt (wie unten) am Nachmittag ein. Clayton schreibt dies der nachmittägigen Verstärkung zu, welche das obere Druckgefälle durch die Temperaturzunahme erfährt.[1])

3. In welcher Höhe findet die Umkehrung des täglichen Ganges der Windgeschwindigkeit statt? Darauf haben die Registrierungen der Windgeschwindigkeit auf der Spitze des Eiffelturmes in 300 m Höhe über dem Boden zuerst eine ganz bestimmte Antwort gegeben. Diese Registrierungen sind jenen auf Berggipfeln weit überlegen an Tragweite, weil sie uns die Verhältnisse in der freien Atmosphäre wohl völlig rein kennen lernen.

Auf dem Eiffelturm in 305 m Abstand vom Boden ist die Windgeschwindigkeit nachts am grössten und bei Tag am kleinsten, also wie auf den hohen Berggipfeln. Das nachmittägige Maximum der Windstärke über der Erdoberfläche hat hier schon ganz aufgehört, ja einem Minimum Platz gemacht.

Die so regelmässige und stark ausgeprägte tägliche Periode der Windgeschwindigkeit mit ihrem Maximum bald nach Mittag und Luftruhe während der Nacht erwies sich dergestalt nur als eine auf die untersten Luftschichten beschränkte Erscheinung, welche selbst im Sommer über eine Höhe von etwa 100 über den Erdboden nicht hinausreicht.

Die (von Hergesell) auf dem Wasserturme in Strassburg in 52 m und auf dem Münsterturm daselbst in 144 m (relativ) aufgestellten Anemometer haben Ergebnisse geliefert, welche die Herrschaft der täglichen Windperiode an der Erdoberfläche noch mehr eingeschränkt haben, und schliesslich ist es Hellmann gelungen, durch Verwertung der Aufzeichnungen selbst noch niedriger, aber frei aufgestellter Anemometer den Bereich der unteren Tagesperiode der Windstärke vollständig festzustellen.[2])

Die auffallende Erscheinung, welche der tägliche Gang der Windstärke zu Padua und Modena darbietet, indem dort im Winterhalbjahr das Maximum der Windstärke in der Nacht, wie auf Berggipfeln, eintritt, das Minimum um Mittag, bildete vor dem Ergebnis der Eiffelturm-Registrierungen eine sonderbare, schwer zu erklärende Ausnahme.[3]) In Zusammenhalt mit neueren Beobachtungsergebnissen frei in 40—60 m Höhe aufgestellter Anemometer erklärt sie sich nun, wie Hellmann zeigt, dadurch, dass in Padua das Anemometer in 50 m, in Modena in 47 m über dem Boden aufgestellt ist. Selbst in dieser geringen Höhe ist im Winter der tägliche Gang der Windstärke schon jenem auf dem Eiffelturm ähnlich.

---

[1]) Man s. die ausserordentlich wichtigen Ergebnisse der Wolkenbeobachtungen auf dem Blue Hill-Observatorium in den Annalen des Harvard Observatory. XXX. Part IV. Cambridge 1896. — Ferner: Linss, Zeitschrift f. Met. XV. 1880. S. 323. — Satke, Tägliche Periode der Wolkengeschwindigkeit und -Richtung in Tarnopol. Met. Z. B. XXX. 1895. S. 144. — Hegyfoky, Tägliche Periode der Geschwindigkeit des Wolkenzuges. Met. Z. XXX. S. 314. Die unteren und oberen Luftströmungen über der ungarischen Tiefebene. Mathematische und naturwissenschaftliche Berichte aus Ungarn. B. XIV. 1898. — Polis, Tägliche Periode des Wolkenzuges und der Windrichtung. Met. Z. B. XXXII. 1897. S. 302. Polis findet für den Sommer:

Relative Geschwindigkeit der unteren Wolken (bis 2000 m etwa).

Zeit	8a	9	10	11	Mittg.	1	2	3	4	5	6	7p
Geschwindigkeit	11.9	10.8	10.3	8.1	5.7	4.7	5.7	7.3	8.9	9.1	8.7	8.8

Das sieht sehr entschieden aus, aber die Messungen von Hegyfoky geben für die unteren Wolken vormittags ein Minimum und abends ein Maximum, dagegen stimmen die Geschwindigkeiten der mittleren Wolken mit den Resultaten von Polis.

[2]) Hann, Der tägliche Gang der Windgeschwindigkeit in 52 und 144 m Höhe in Strassburg. Met. Z. XXXIV. 1899. S. 457, und G. Hellmann, Zur täglichen Periode der Windgeschwindigkeit. Ebenda S. 546. Ich habe in der citierten Abhandlung darauf hingewiesen, und Hellmann hat das noch stärker betont, dass es nicht auf die Höhe der Anemometer über dem Erdboden allein ankommt, sondern in einer Stadt z. B. auf die Höhe über dem mittleren Niveau der Dächer. Die Anemometer in den Vereinigten Staaten sind meist sehr hoch aufgestellt, aber auch die Gebäude um so viel höher.

[3]) Köppen, Met. Z. XXX. 1895. S. 331 etc.

Die folgende kleine Tabelle giebt eine Ubersicht uber den taglichen Gang der Windstarke in verschiedenen Hohen uber dem Erdboden in den extremen Jahreszeiten Die Hohen sind relative, aber doch nicht genau vergleichbar.[1])

Täglicher Gang der Windgeschwindigkeit Abweichungen vom Tagesmittel (Centimeter pro Sekunde)

Ort	Hohe	Mittn	2	4	6	8	10	Mittg	2	4	6	8	10
						A Winter							
Paris und Wien	22	–17	–26*	–24*	–22	–15	6	44	51	24	2	–10	–12
Potsdam	41	13	12	9	6	2	– 4	– 11	– 16*	–15	– 8	2	10
Kremsmunster	54	7	0	– 5	– 8	– 9	– 10*	– 9	– 5	2	10	14	13
Petriwarte	58	17	4	– 4	– 7	– 9	– 16	– 21*	– 20	– 7	11	25	27
Strassburg, Munst	144	20*	23	33	33	11	– 28	– 60	– 60*	–31	6	27	27
Eiffelturm	305	46	34*	52	72	48	– 28	–112	–142*	–94	– 6	60	60
						B Sommer							
Paris und Wien	22	–36	–54	–59*	–53	– 22	31	66	79	66	22	–23	–22
Potsdam	41	– 6	– 1	–16	–30*	– 19	18	53	57	25	–17	–37*	–27
Kremsmunster	54	24	9	–27	–58*	– 56	– 21	21	41	32	17	7*	17
Petriwarte	58	22	8	–27	–61	– 64*	– 29	19	46	42	21	9*	15
Strassburg, Munst	144	20*	33	55	17	– 60	– 85*	– 46	–14	–11	8	42	41
Eiffelturm	305	138	132	67	–28	–104	–130*	–108	–68	–34	– 2	41	96

Man sieht, dass im Winter schon in 40 m uber dem Boden der tagliche Gang der Windstarke jenem an der Erdoberflache entgegengesetzt verlauft. (Das Observatorium zu Potsdam liegt allerdings selbst schon auf einer Anhohe) Im Sommer reicht der letztere hoher hinauf, vielleicht bis gegen 100 m uber den Boden Das Minimum der Windstarke verspatet sich mit zunehmender Hohe von 4^h fruh am Boden auf 8^h in 55 m etwa und auf 10^h in 150 und 300 m. Schon in 50—60 m uber dem Boden tritt auch im Sommer neben dem Nachmittagsmaximum der Windstarke noch ein zweites sekundares in der Nacht ein

In erster Annaherung kann man allgemein sagen[2]), dass das Minimum der Windstarke bis zu 25 m etwa um 2^h morgens eintritt, in 55 m um $5^1/_4{}^h$a, in 143 m um 10^h und in 300 m um $11^1/_2{}^h$

Der Eintritt des Maximums der Windstarke verspatet sich gleichfalls mit der Hohe, in erster Annaherung im gleichen Verhaltnis Hellmann hat die folgenden Mittelzahlen aus den amerikanischen Windregistrierungen abgeleitet

[1]) Die freieste Aufstellung hat wohl das Anemometer auf der Petřinwarte in Prag, 50 m über dem Boden auf einer Art Eiffelturm aufgestellt, noch dazu auf einer Anhohe S Hellmann, Met Z 1899 S 51? und S 549

[2]) Konstante des täglichen Ganges der Windstärke im Sommer

Ort	Hohe rel	A_1	A_2	a_1	a_2	Ort	Hohe rel	A_1	A_2	a_1	a_2
Paris	21	242°	70°	78 cm	12 cm	Kremsmünster	54	177°	85°	14 cm	14 cm
Wien	24	233	68	53	28	Prag	58	178	46	41	28
Boston	(58)	239	53	68	25	Blue Hill	142	134	44	35	23
Wasserturm	(52)	218	17	54	15	Strassb Munster	144	102	—35	51	22
Potsdam	41	258	51	30	30	Eiffelturm	305	96	28	121	32

Beiläufige Mittelwerte

Paris, Wien, Boston, Potsdam	30 m	57 sin (240 + x) + 24 sin (57 + 2x)
Wasserturm, Kremsmünster, Prag	55 m	36 sin (191 + x) + 19 sin (50 + 2x)
Blue Hill, Munster	143 m	43 sin (118 + x) + 23 sin (5 + 2x)
Eiffelturm	305 m	121 sin (96 + x) + 32 sin (28 + 2x)

Mittlere Höhe des Anemometers	15	28	44	68 m
Mittlere Stunde des Maximums der Windstärke	1 h 37 m	1 h 58 m	2 h 27 m	3 h 38 h

Auf dem Eiffelturme in 305 m über dem Boden ist der tägliche Gang der Windstärke jenem an der Erdoberfläche gerade entgegengesetzt. In Paris (21 m) ist bei Tag von $8^1/_2$ a bis gegen 7^h p in allen Jahreszeiten die Windstärke über dem Tagesmittel; auf dem Eiffelturm aber unter dem Tagesmittel: im Winter von $9^1/_2$ a bis 6^h p, im Frühling und Sommer von 6^h a bis 6^h p und im Herbst von $7^1/_2$ a bis 6^h pm. Die grosse relative Ruhe der Luft in 300 m über dem Boden im Winter von 11^h vormittags bis 5^h abends ist sehr bemerkenswert. Die Unterschiede im täglichen Gange der Windstärke an der Erdoberfläche und in 300 m Höhe sind im Jahresmittel folgende:

Unterschied im täglichen Gange der Windstärke Eiffelturm-Paris (Centimeter pro Sek.).

Mittn.	2	4	6	8	10	Mittg.	2	4	6	8	10
143	140	118	63	—26	—128	—193*	—189	—117	—12	76	126

Der Unterschied der mittleren Windstärken oben und unten ist in diesen Zahlen schon eliminiert, sie zeigen nur den Unterschied im täglichen Gange in der Höhe und am Boden. Die Extreme fallen auf Mitternacht und 1^h nachmittags.[1])

4. Tägliche Periode des Verhältnisses der Windstärke oben und unten. Der Abhandlung von A. Angot über die Ergebnisse der Registrierung des Windes auf dem Eiffelturm wollen wir noch den täglichen Gang der Verhältniszahlen der Windstärke oben und unten entnehmen, indem wir Mittelwerte für die Jahreszeiten bilden.

Verhältniszahlen der Windgeschwindigkeit auf dem Eiffelturm und in Paris.

	Mittn.	2	4	6	8	10	Mittg.	2	4	6	8	10	Mittel
Winter	4·7	4·7	4·8	4·8	4·6	3·7	3·0	2·8*	3·3	4·1	4·4	4·6	4·13
Frühling	5·9	6·1	6·0	5·5	3·4	2·5	2·4*	2·4	2·7	3·2	4·5	5·4	4·17
Sommer	6·2	6·5	6·4	5·4	3·0	2·4	2·4*	2·4	2·6	3·1	4·7	5·6	4·23
Herbst	6·4	6·5	6·8	6·4	5·0	3·3	2·8*	2·8	3·4	4·7	5·7	6·4	5·02

In der Nacht nehmen die Verhältniszahlen vom Winter bis zum Herbst hin fortwährend zu, bei Tag aber bis zum Sommer ab, um dann wieder zu wachsen. In den Monatsmitteln tritt in der Nacht das Maximum dieser Verhältniszahlen im September ein, das Minimum im Dezember und Februar; bei Tag erreichen die Verhältniszahlen ihr Maximum im Winter, ihr Minimum im Mai und Juni. Das alles ist sehr charakteristisch.

B. Erklärung der täglichen Periode der Windstärke. Der Amerikaner Espy hat gleich nach der Feststellung der täglichen Periode der Windgeschwindigkeit an der Erdoberfläche auch auf die wahrscheinlichste Ursache derselben hingewiesen. Er sucht dieselbe in der aufsteigenden Bewegung der Luft bei Tage, welche mit der Temperaturzunahme gleichen Schritt hält. Die aufsteigenden Luftsäulen werden unten durch seitliche Zuströmungen ersetzt, welche ein Auffrischen der Winde zur Folge haben, andererseits sinken in deren Umgebung Luftmassen

[1]) Näheres über diese Verhältnisse findet man in meiner Abhandlung: Tägliche Periode der Windstärke auf Berggipfeln etc. Wiener Berichte. 1894.

aus der Höhe herab und teilen die daselbst herrschende grössere Windgeschwindigkeit den unteren trägeren Luftschichten mit. So entsteht bei Tag eine Verstärkung des Windes [1].

Diese Erklärung der Zunahme der Windstärke bei Tag ist aber wieder in Vergessenheit geraten, und als die Erscheinung selbst auf Grund zahlreicherer Beobachtungsergebnisse in ihrem Auftreten neuerlich Gegenstand gründlicherer Untersuchungen geworden war, fand man grosse Schwierigkeiten, den wahren Grund derselben aufzufinden. Erst Köppen kam (1879) unabhängig von Espy auf dieselbe Vorstellung von den Vorgängen, die bei der Verstärkung des Windes bei Tage im Spiele sind. Er konnte sie nun auch schärfer fassen und neue Begründungen für dieselbe beibringen. Pernter und Sprung haben weitere Beiträge zur Theorie der täglichen Periode der Windstärke geliefert [2].

Die Espy-Köppensche Theorie der täglichen Periode der Windstärke, wie wir sie nach dem gegenwärtigen Standpunkte unserer Kenntnisse des ganzen Phänomens auffassen müssen, sucht die Ursache dieser Periode in einer Wechselwirkung zwischen den oberen und unteren Luftschichten. In der Nähe der Erdoberfläche werden alle Winde abgeschwächt durch Bewegungshindernisse, durch Reibung, die untersten Schichten der bewegten Luft bleiben zurück, verlieren einen grossen oder den grössten Teil ihrer Geschwindigkeit. Bei Nacht namentlich, wenn der Boden durch Wärmeausstrahlung stark erkaltet, bildet sich über der Erdoberfläche eine stagnierende kalte Luftschicht von grösserer oder geringerer Mächtigkeit, über welche die bewegten höheren Luftschichten hinweggleiten, ohne die ruhenden unteren Luftmassen in Bewegung zu setzen. Wie lange eine kalte, dem Boden auflagernde Luftschicht in völliger Ruhe verharren kann, trotzdem in einer höheren Schicht ein lebhafter Wind weht, kann man im Winter am besten beobachten [3].

Sowie die Sonne aufgegangen ist und den Boden zu erwärmen beginnt,

---

[1]) Espy in Philosophy of storms pag. 14. Rep. British Assoc. Sept. 1840 pag. 345.

[2]) Köppen, Met. Z. 1879. B. XIV. S. 333. Annalen der Hydrographie. B. XI. 1883. S. 625. Dieser Artikel giebt eine vollständige Übersicht über die Erscheinung der täglichen Periode der Windstärke und der Erklärungsversuche derselben. Pernter, Zur Erklärung des täglichen Ganges der Windgeschwindigkeit. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. CII. Okt. 1893. Sprung, Met. Z. XXIX. 1894. S. 252.

[3]) Ich habe dies in Graz oft in überraschender Weise erfahren. Wenn der Boden durch Wärmeausstrahlung stark erkaltet ist und eine ruhige kalte Luftschicht das ganze Grazer Feld bedeckt, so bleibt dieselbe, dem Auge sichtbar infolge starker Trübung durch Rauch, meist den ganzen Tag unbeweglich unten liegen, wenngleich schon in geringen Höhen (etwa 100 m relativ) ein sehr lebhafter West- oder Nordwestwind herrscht. Die obere Luft ist klar und bewegt, die untere kalt, stagnierend, durch beigemengten Rauch nach oben scharf abgegrenzt. Nur wenn die Sonne nachmittags den Boden erwärmen kann, also namentlich schon im Vorfrühling, kommt auch die untere Luft in Bewegung, der Oberwind greift bis zum Boden durch und wird eine Weile fühlbar. Sowie aber die Sonne sinkt und die Strahlungskälte wieder wirksamer wird, tritt sogleich wieder Stagnation der unteren Luft, Windstille und Rauchtrübung ein. Nur die Erwärmung von unten, der erwärmte Boden, vermag die kalten Luftschichten vom Boden abzuheben, in Bewegung zu setzen. Diese Beobachtung zeigt auch, wie gering die innere Reibung der Luft ist.

Damit stimmt vollkommen überein, was M. Möller bei Erörterung des Wesens der „Reibung" in meteorologischem Sinne sagt: Nachts, wenn es bei hellem Wetter unten kalt ist, weht auf der Bergspitze der Wind ungeschwächt weiter, er dringt aber nicht so tief in die Ebene hinab, da hier kalte Luft lagert, welche sich mit der oberen wärmeren Luft nicht wohl mischt. Es fehlen dann die kleinen Wirbel mit vertikaler Achse, welche von der vertikalen Temperaturverteilung abhängig sind und die Schichten mischen. Die Luft in der Tiefe ist mit dem Erdboden wie verwachsen, sie ruht. Windstille tritt ein, und das Gleiten findet nun nicht am Erdboden, sondern in derjenigen Höhenschicht statt, wo die Luftschichten am glattesten übereinander hinwegstreichen, d. i. dort, wo sich die Schichten im stabilen Gleichgewicht befinden, keine Wirbel erzeugen, sondern höchstens Luftwellen von kleiner Kammhöhe bilden. Derart beruhigt z. B. in hellen Nächten die „Reibung" nur die unteren Luftschichten. (Annalen der Hydrographie. 1894. S. 63.)

kommt Bewegung in die untersten trägen Luftmassen. Das Spiel aufsteigender Luftbewegung stellt sich ein, welches auf S. 52 als Folge der Erwärmung des Bodens erörtert worden ist. Die aufsteigende Luft mischt sich mit der zu ihrem Ersatz aus der Höhe herabsinkenden Luft und empfängt von ihr auch eine kräftigere horizontale Bewegung. Die Wärme hebt die Luft vom Boden ab und dieselbe wird in die lebhaftere Luftbewegung der höheren Schichten mit einbezogen; die oberen Luftströmungen können sich nun mit geringer Abschwächung bis zum Erdboden hinab geltend machen. Alle Windrichtungen erfahren demnach die nachmittägige Verstärkung.

Da das Maximum der Bodentemperatur fast überall schon gegen 1^h mittags, also vor dem Temperaturmaximum eintritt, so ist auch im allgemeinen die aufsteigende Luftbewegung um diese Zeit am lebhaftesten, und das steht mit dem gleichzeitigen Eintritt des Maximums der täglichen Windstärke sicherlich in kausaler Beziehung.[1])

Die Mischung der oberen und unteren Luftschichten hat eine Abnahme des Dampfdruckes in den Mittagsstunden zur Folge, auf welche schon S. 231 hingewiesen worden ist. So entsteht das sonst unerklärliche Nachmittagsminimum im täglichen Gange des Dampfdruckes. Dasselbe ist ein Beweis für den Vorgang der Mischung von oben kommender trockener Luft mit der feuchteren von unten aufsteigenden Luft. Dass die Amplitude der täglichen Windstärkeperiode mit der Abnahme der Bewölkung zunimmt, ist nun auch klar. An heiteren Tagen ist die nächtliche Erkaltung der untersten Luftschichten durch die Wärmeausstrahlung grösser, damit auch die Fesselung der Luft an den Boden, die nächtliche Luftruhe. Ferner, je kräftiger die Insolation bei Tage, je stärker sich die Oberfläche des Bodens erwärmt, desto lebhafter wird das Spiel der aufsteigenden und niedersinkenden Luftbewegungen sich gestalten und damit auch das Eingreifen der stärkeren Luftbewegung in der Höhe in die unteren Schichten.[2])

Findet aber die Verstärkung des Windes bei Tage in den unteren Schichten in der That ihre Erklärung durch die dann stattfindende Wechselwirkung zwischen den unteren und oberen Luftschichten, so müssen letztere das an Bewegung verlieren, was erstere gewinnen. Die Windgeschwindigkeit in einiger Höhe über der Erdoberfläche, soweit sich die Wechselwirkung erstreckt, die aufsteigende Bewegung und Mischung erreicht, muss bei Tag abnehmen, die tägliche Periode der Windstärke in der Höhe muss die umgekehrte sein von jener an der Erdoberfläche. Das beobachten wir nun auch in der That auf dem Eiffelturm. Im Winter, wo der Luftaustausch zwischen unten und oben nicht hoch hinaufreicht, fällt in der That das Maximum der Windgeschwindigkeit unten mit dem Minimum oben (um 2^h pm) zusammen. Im Sommer aber, wo dieser Vorgang viel höher hinauf reicht, tritt das Minimum auf dem Eiffelturm schon um 10^h vormittags ein, 3 Stunden vor den Maximum unten. Dann erhält nach 10^h auch der Eiffelturm von oben lebhafter bewegte Luft zum Austausch, das Minimum ist höher hinaufgerückt, und um 2^h wohl in 1000—1200 m zu finden.[3]) Wie weit sich die Wirkung

[1]) Näheres darüber in Hann, Resultate der anemometrischen Aufzeichnungen in Wien. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. CII. Febr. 1893. S. 133 etc.

[2]) Mit Recht weist aber Köppen darauf hin, dass neben der Bewölkung auch die durch die Witterung im allgemeinen bedingte Temperaturänderung mit der Höhe von grossem Einfluss auf die Zunahme der Windstärke am Nachmittage ist. Im Winter kann dieselbe an klaren Tagen ganz klein sein, wenn bei anticyklonaler Witterung die Wärmeabnahme nach oben sehr gering ist.

[3]) Satke glaubt auf Grund seiner Beobachtungen der Geschwindigkeit des Wolkenzuges folgende Zahlen für das Fortschreiten des Minimums der täglichen Windstärke nach oben geben zu können:

aufwarts erstreckt, lasst sich gegenwartig nicht bestimmt angeben Man darf aber wohl annehmen, dass dieselbe nicht erheblich uber 12—1500 m hinauf reichen kann Das ist wohl die obere Grenze der aufsteigenden Luftbewegung bei Tag und der damit verbundenen Mischung der oberen und unteren Luftschichten Die obere Grenze einer merklichen taglichen Warmeschwankung in der freien Atmosphare fallt damit zusammen

Da sich die nachtliche Luftruhe im Sommer nur auf eine Schicht von etwa 100 m erstreckt, so kann dieselbe wohl nicht dafur verantwortlich gemacht werden, bis zu mehreren Kilometern Hohe hinauf die Luftbewegung bei Tag zu retardieren [1]) Die Abnahme der Windgeschwindigkeit bei Tage auf den hohen Berggipfeln muss deshalb eine andere Ursache haben, man mochte wohl zunachst die langs der Bergabhange aufsteigende Luftbewegung bei Tag dafur verantwortlich machen, welche die horizontalen Winde abschwachen muss Doch begegnet man dabei einigen Schwierigkeiten, da der Charakter der taglichen Periode auf manchen Berggipfeln nicht damit ubereinstimmen will [2]) Auch die allerdings noch nicht vollkommen sicher gestellte tagliche Periode der Geschwindigkeit des Zuges der unteren Wolken scheint eine neue Erklarung zu fordern Da aber die Wolkenbildung zumeist einer aufsteigenden Bewegung der Luft ihre Entstehung verdankt, so konnte dieselbe auch fur die Abnahme der horizontalen Bewegung verantwortlich gemacht werden [3])

Die starke Zunahme der Windgeschwindigkeit auf dem Eiffelturm in der Nacht und in den ersten Morgenstunden kann darauf zuruckgefuhrt werden, dass dann die Wirkung der Luftreibung an der Erdoberflache, die bei Tage bis uber 300 m hinauf wirksam wird, aufhort. Die unteren stagnierenden kalteren Luftschichten sind dann die Unterlage, uber welche die hoheren Schichten fast reibungslos sich hinbewegen, die Bodenreibung beeinflusst dann die Windstarke im Niveau des Eiffelturmes nicht mehr

Auch das Fehlen der nachmittagigen Verstarkung des Windes uber den Ozeanen spricht zu Gunsten der Theorie von Espy-Koppen Denn erstlich ist uber den Ozeanen wegen der geringen Hemmung der Windgeschwindigkeit uber der glatten Seeflache die Zunahme der Windstarke mit der Hohe viel kleiner als uber dem Lande, dann fehlt uber der See die untere stagnierende kalte Luftschicht

Ort	Paris	Boston	Blue Hill	Eiffelturm	Cumulus-wolken	Ben Nevis
Höhe in m	21	58	142	305	1100	1140
Minimum	8 h a	5 h	8 h	10 h	2 h p m	3 h p m

Doch ist diese Zusammenstellung nur mit Reserve aufzunehmen Man s auch Sprung, Met Z XXIX 1894 S 257

[1]) S auch Pernter, l c

[2]) Z B auf dem Sonnblick, wo das Minimum schon am Vormittage vor dem Einsetzen der aufsteigenden Luftbewegung eintritt Hann, Tagliche Periode der Windstärke auf Berggipfeln Sitzungsberichte der Wiener Akad B CIII S 629 u 663

[3]) Zwischen der allgemeinen aufsteigenden Luftbewegung bei Tage, welche eine ebenso starke niedersinkende Bewegung, eine fortwährende Mischung herabsinkender und aufsteigender Luftsaulchen zur Voraussetzung hat, und den einzelnen, ortlich in grösserer Masse aufsteigenden Luftsaulen, welche oben von Haufenwolken gekront sind, muss man wohl unterscheiden Es ist auch unwahrscheinlich, dass man sich stets oder zumeist direkt vom Boden aus aufsteigende Luftsäulen bei der Cumulusbildung im Spiele zu denken hat, ich mochte glauben, dass diese aufsteigende Bewegung in Masse erst in höheren Niveaus einsetzt, sobald die untenliegenden Schichten durch den oben geschilderten allgemeinen Erwarmungsprozess von unten uberhitzt und feuchter gemacht, ortlich die daruber lagernden kuhleren Schichten durchbrechen und emporquellen, ein Vorgang, der uns durch Bildung von Haufenwolken (Cumuli) sichtbar gemacht wird Man vergl Hann, Der „aufsteigende Luftstrom" Met Z XIV 1879 S 351/352

bei Nacht und die infolge der Erwärmung der Unterlage aufsteigende Luftbewegung bei Tage.

Derart giebt also diese Theorie für alle wesentlichen Erscheinungen der täglichen Änderungen der Windstärke in den unteren Luftschichten volle und befriedigende Erklärung und zugleich auch für das Nachmittagsminimum der täglichen Periode des Dampfdruckes. Ein ganzer Komplex von interessanten Erscheinungen und Vorgängen in den unteren Luftschichten erhält durch sie eine kausale Verknüpfung.

C. Die tägliche Periode der stürmischen Winde. Schon Hamberg hat gefunden, dass bei heftigen Winden das Maximum der Windstärke früher eintritt, als an ruhigen Tagen. Eine eingehendere Untersuchung des täglichen Ganges der Windstärke bei stürmischen Winden hat für Wien, Lesina und Tarnopol das Resultat geliefert, dass unter diesen Verhältnissen das Maximum der täglichen Windstärke um ca. 2 Stunden früher eintritt als bei schwachen Winden.

An Sturmtagen (Maximum der Windstärke 70 km pro Stunde = 19.5 m pro Sekunde, Faktor 3) tritt zu Wien ein zweites Maximum der Windstärke um Mitternacht auf. Selbst in den Mittelwerten für stürmische Monate giebt sich dieses doppelte Maximum schon zu erkennen. Noch entschiedener macht sich die Tendenz zur Verstärkung heftiger Winde in der Nacht in den Häufigkeitszahlen der stürmischen Winde bemerkbar. Darauf haben Hamberg (1883), Hellmann (1885) und später Sprung (1886) zuerst hingewiesen.[1])

Die Registrierungen der Windgeschwindigkeiten zu Wien haben für 200 stürmische Tage folgenden täglichen Gang der Häufigkeit der Tagesmaxima für 2stündige Zeitintervalle gegeben:

Täglicher Gang der Häufigkeit der Tagesmaxima der Windstärke an stürmischen Tagen (1876—1891).

Zeit	Mittn.[2])	2	4	6	8	10	Mittg.	2	4	6	8	10
Häufigkeit	**24**	14	19	7*	15	17	**30**	23	17	6*	10	18

Die grössten Windstärken erreichen demnach um Mitternacht und Mittag ihre grösste Häufigkeit, um 6h morgens und abends ihre geringste. Die tägliche Variation der Verstärkung des Windes an Sturmtagen tritt in diesen Zahlen mit überraschender Schärfe hervor. Ganz analoge Resultate haben Hellmann und Sprung für Norddeutschland gefunden.[3])

D. Die jährliche Periode der Windstärke. Dieselbe kann hier nur im allgemeinen und ganz kurz beschrieben werden, da ein spezielleres Eingehen auf dieselbe in die Klimatologie gehört. Die jährliche Periode der Windgeschwindigkeit ist nach den Klimagebieten recht verschieden und unterliegt zudem örtlichen Einflüssen in erheblichem Masse. Eine ähnliche Übereinstimmung wie bei dem Ablauf der täglichen Periode des Windes über allen Landflächen ist bei der jähr-

---

[1]) Hamberg, Sur la variation diurne de la force du Vent. III. Stockholm 1883. Hellmann, Die tägliche Periode der Gewitter etc. Deutsche Met. Z. II. 1885. S. 437 etc. Häufigkeit stürmischer Winde zu Hamburg und Keitum. S. 439. Sprung, Die tägliche Periode der stürmischen Winde. Met. Z. XXXI. 1886. S. 224. Hann, Resultate der anemometrischen Aufzeichnungen zu Wien. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. CII. Febr. 1893. Die tägliche Periode der Windstärke an ruhigen und stürmischen Tagen. S. 139—160.

[2]) Für das Intervall 11h p bis 1h a m steht Mitternacht, für 1h bis 3h a 2h etc.

[3]) Die von mir berechneten Gleichungen des täglichen Ganges bringen diese Verhältnisse auf den kürzesten Ausdruck.

Winterhalbjahr ($x = 0$ für $12^1/_2$ h a m).

Wien. Stündliche Häufigkeit stürmischer Winde:

$$1.42 \sin(290 + x) + 0.93 \sin(114 + 2x).$$

Wien. Windgeschwindigkeit an Sturmtagen (Meter pro Sekunde):

$$0.49 \sin(284 + x) + 0.72 \sin(86 + 2x).$$

Norddeutschland. Häufigkeit stürmischer Winde:

$$1.36 \sin(278 + x) + 1.38 \sin(88 + 2x).$$

Der tägliche Gang der Windgeschwindigkeit an Sturmtagen zu Wien stimmt fast genau (in den Phasenzeiten ganz genau) überein mit dem täglichen Gange der Häufigkeit der Maxima der Windstärke an stürmischen Tagen in Norddeutschland.

lichen Periode durchaus nicht zu finden Dieser letzteren liegen keine allgemein giltigen Vorgange zu Grunde, welche hier eine Erorterung finden konnten

Auf Grund der vollstandigsten bisher versuchten Zusammenstellung der Monatsmittel der Windgeschwindigkeit nach anemometrischen Aufzeichnungen kommt Hellmann zu folgenden allgemeinen Satzen uber die jahrliche Periode der Windstarke (Met Z XXXII 1897 S 321)

1 In der jahrlichen Periode fallt das Maximum der Windstarke in den hoheren Breiten und in Kustengebieten, die im Luv (auf der Windseite) liegen, auf die kalte Jahreszeit, wahrend es im Binnenlande einem der Monate Marz bis Juli angehort Der Eintritt des Maximums der Windgeschwindigkeit entspricht gewohnlich auch dem des Maximums der Sturme [1])

2 Das Minimum der Windgeschwindigkeit fallt bei jenen Inlandstationen, welche ein Fruhjahrsmaximum haben, gewohnlich auf den August oder September, wahrend es an den Kustengebieten mit winterlichem Maximum schon fruher, im Juni oder Juli eintritt

3 Die Grosse der Jahresschwankung der Windstarke ist an den Kusten grosser als im Binnenlande, am grossten aber in den Gebieten mit streng periodischen Winden (Monsunen)

4 Die anemometrischen Aufzeichnungen auf den Berggipfeln geben im allgemeinen ein Maximum um die Wintermitte und ein Minimum im Sommer

Die wichtigsten Arbeiten uber die Verteilung der Windstarken uber grosseren Teilen der Erdoberflache und deren jahrliche Periode sind

Frank Waldo, Windgeschwindigkeit in den Vereinigten Staaten Met Z B XXIII 1888 S 285 Mit 3 Karten, Linien gleicher Windstarke in Januar, Juli und Jahresmittel enthaltend — Supan, daruber Pet Geographische Mitteilungen 1889 S 20 — Kiersnowskij, Der tagliche und jährliche Gang und die Verteilung der Windgeschwindigkeiten im russischen Reiche Rep f Met B XII Nr 3 1889 Mit „Isodynamen“ des Windes fur das Jahr, Winter und Sommer S a Met Z 1889 Litteraturberichte S 60 — Blanford, Winds of Northern India Phil Transactions Vol 164 1874, Part II — Hellmann, Untersuchungen uber die jahrliche Periode der Windgeschwindigkeit Met Z B XXXII 1897 S 321 Mit umfassenden Tabellen uber die Monatsmittel der Windgeschwindigkeit

II. Die tägliche Periode der Windrichtung.

Hier in diesem allgemeinen Teile sollen nur jene periodischen taglichen Anderungen der Windrichtung kurz erortert werden, welche nicht an bestimmte Ortlichkeiten gebunden sind, wie die Land- und Seewinde, oder die Berg- und Thalwinde, sondern, wenigstens scheinbar, gleich den vorhin beschriebenen und erlauterten Erscheinungen der taglichen Periode der Windstärke, uberall in Erscheinung treten, oder treten konnen, wenigstens uber allen Landflachen

Es ist naheliegend anzunehmen, dass eine Tendenz zu einer dem scheinbaren taglichen Laufe der Sonne folgenden regelmassigen Anderung der Windrichtung uberall vorhanden sei Am Vormittage sind die ostlich von einem Beobachtungsorte liegenden Gegenden starker erwarmt, um Mittag die sudlichen und am Nachmittage die westlichen Wir wissen nun, dass im allgemeinen die Luft die Tendenz hat, unten gegen die warmeren Gegenden hinzufliessen, wie ja die Seewinde bei Tag von der kuhleren See gegen das warmere Land wehen Man mochte deshalb schliessen, dass allgemein eine Neigung bestehen muss zu Westwinden am Vormittage, Nordwinden um Mittag und Ostwinden am Abende Dieser Gedankengang war auch lange Zeit der herrschende, wenigstens bei den deutschen Meteorologen [2])

Die Beobachtungen der Windrichtungen auf einer frei, entfernt von Bergen und grosseren Wasserflachen, gelegenen Ortlichkeit musste diese tagliche gesetzmassige Drehung der Windfahne nachweisen

Hellmann hat zu diesem Behufe die Mittelwerte der Haufigkeit der ver-

[1]) Hellmann, Jährliche Periode der Stürme in Europa Met Z 1895 S 441—449

[2]) Cornelius, Meteorologie Halle 1863 S 191 Berger, Über das Gesetz der täglichen Drehung des Windes Jahresbericht des phys Vereins zu Frankfurt a. M. 1866/67 S 89, und Zeitschrift fur Met B V 1870 S 481 Dove, Gesetz der Stürme 4 Aufl Berlin 1873 S 355 etc

schiedenen Windrichtungen zu den verschiedenen Tageszeiten zu Madrid abgeleitet, das frei auf der kastilischen Hochebene liegt. Das Ergebnis war folgendes[1]):

Tägliche Periode der Häufigkeit der 8 äquidistanten Windgruppen zu Madrid. Jahr.

Stunde	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
3h am	**6·8**	30·8	8·1	9·5	4·4	12·6	8·4	11·4
6	6.7	**31·5**	9·8	8·0	4·1*	10·8*	7·8	10·3
9	6·2	**34·9**	**11·9**	7·6	4·2	10·9*	7·6	8·1
Mittag	3·6*	21·2	**13·9**	**14·0**	8·5	17·4	6·3*	6·3*
3h p	4·4	14·4*	6·6	9·8	**10·0**	**30·2**	9·1	6·9
6	5·6	14·8	5·0*	8·4	6·8	**28·1**	12·7	10·0
9	5·8	18·9	5·5	7·9*	5·6	18·0	**16·9**	12·8
Mittern.	6·7	25·3	5·6	9·6	4·6	13·6	11·7	**14.1**

Was sehen wir in diesen Zahlenfolgen? Der Wind dreht sich mit der Sonne, er ist vormittags östlich, mittags südlich, abends westlich. Er weht im allgemeinen aus jener Himmelsgegend, wo die Sonne steht, nur bleibt er stets etwas links von der Sonne.

Dieselbe Drehung der Windfahne mit der Sonne habe ich auch für Wien nachgewiesen und namentlich auch für das frei in einer Sandwüste gelegene Nukuss, sowie ferner zahlreiche Belege dafür geliefert, dass in der That eine allgemeine Tendenz über den Landflächen vorhanden zu sein scheint, dass der Wind sich mit der Sonne dreht.[2])

Nach Fournet haben diese Winde, die der Sonne folgen, im Departement de la Drôme den Namen Solaures, vents du soleil, solis aura, erhalten. (S. Grad Climat de l'Alsace. pag. 72.)

In der Volksmeinung gilt es vielfach als ein Zeichen für die Fortdauer schöner Witterung, wenn der Wind im Laufe des Tages mit der Sonne umgeht, ein Beweis dafür, dass diese Erscheinung an ruhigen heiteren Tagen so regelmässig auftritt, dass sie auch dem Volke sich aufdrängt.

Die Berechnung der mittleren Windrichtung nach Lambert gestattet eine klare Darstellung einer täglichen (oder jährlichen) Periode auch dort, wo sie durch eine allgemein vorherrschende Windrichtung mehr oder weniger verdeckt wird, so dass sie in den Häufigkeitszahlen direkt nur undeutlich zum Vorschein kommt.

Deshalb wollen wir (aus obigen Zahlen) für jede Stunde die mittlere Wind-

---

[1]) Zeitschrift für Met. XII. 1877. S. 246.

[2]) Hann, Die tägliche Periode der Geschwindigkeit und der Richtung des Windes. Sitzungsberichte d. Wiener Akad. LXXIX. Jan. 1879. S. 29—31 und S. 38—62.

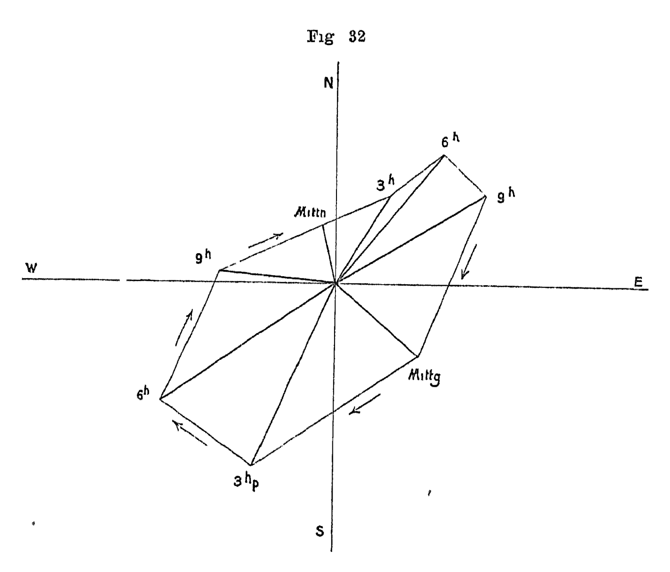
Für Nukuss habe ich z. B. gefunden (Sommer):

Komponente	1h a	3	5	7	9	11	1h p m	3	5	7	9	11
E	137	138	127	163	**218**	212	191	162	148	132	130*	133
S	15	22	31	38	61	**67**	57	42	39	25	17	14*
W	48	50	58	71	99	125	**147**	**143**	106	56	41*	45
N	211	206	200*	212	246	286	340	**385**	**388**	339	282	239

Der Wind dreht sich also an diesem im Innern eines Kontinentes gelegenen Orte mit der Sonne. Für das Innere von Südafrika (Angola) haben die Beobachtungen des Major v. Mechow dasselbe ergeben. Die Ostwinde erreichen vormittags das Maximum ihrer Stärke, die Westwinde nachmittags. Siehe Hann, Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. XXXIX. Febr. 1884. S. 203 etc. Ferner: Windgeschwindigkeit und Windrichtung auf Lesina. Annalen der Hydrographie. XVI. 1888. S. 289.

richtung berechnen, resp die Grosse der vier Komponenten N, E, S und W und ebenso deren Grosse im Tagesmittel Ziehen wir dann den Betrag der N-Komponente um 3^h, 6^h, 9^h etc von deren Tagesmittel ab, so erhalten wir den Einfluss, welchen die betreffenden Tagesstunden auf die Grosse der N-Komponente haben, auf gleiche Weise wird der Einfluss auf die E-, S- und W-Komponente erhalten. Indem wir ferner aus diesen Differenzen, welche den Einfluss der Tagesstunde auf die Windrichtung darstellen, die mittlere Windrichtung ableiten, erfahren wir, welche Windrichtung (und -Starke) diese Tagesstunde hervorgerufen haben wurde, wenn es keinen von allgemeineren Ursachen abhangigen Wind gegeben hatte Auf diese Weise sind die folgenden Zahlen entstanden.

Fig 32



Tagliche Periode der Windrichtung zu Madrid

Stunde	Mittn	3	6	9	Mittg	3	6	9	Mittelw
				Abweichungen vom Tagesmittel [1])					
Nord-Komponente	4.0	6.8	8.7	4.8	— 4.9	—11.1*	— 7.8	— 0.5	29.8
Ost- „	—0.4	3.2	7.0	**10.3**	5.4	— 6.2	—12.0*	— 7.3	31.9
Sud- „	—4.0	— 4.6	— 8.8*	— 7.2	4.8	**13.4**	8.0	— 1.6	25.1
West- „	1.5	— 3.7	— 7.3	— 9.5*	— 5.6	4.5	**11.4**	8.7	29.5
N—S	8.0	11.4	17.5	12.0	— 9.7	—24.5	—15.8	1.1	4.7
E—W	—1.9	6.9	14.3	19.8	11.0	—10.7	—23.4	—16.0	2.4
Mittlere Richtung	N 13° W	N 31° E	N 39° E	N 59° E	E 41° S	S 24° W	S 56° W	W 4° N	N 27° E
Resultante	8.2	13.3	22.6	23.1	14.7	26.7	28.2	16.0	43.7
				Richtung von N uber E gezahlt					
Winkel	347	31	39	59	131	204	236	274	27°

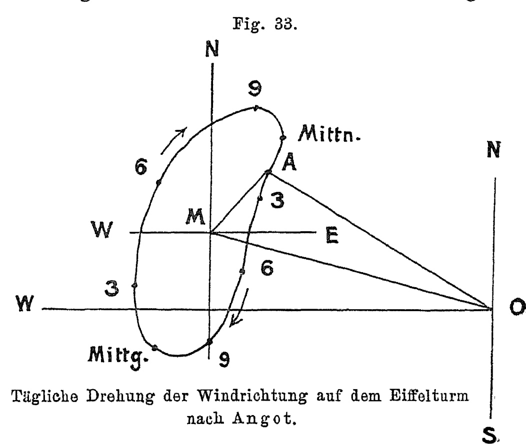
Bei Nacht dreht sich die Windfahne kaum (unter einem taglichen Impuls), dagegen rasch von 9^h morgens an

[1]) Ausgeglichen durch periodische Reihen

Die vorstehende Fig. 32 stellt diese tägliche Drehung der Windrichtung, befreit von der vorherrschenden Windrichtung, durch ein Vektor-Diagramm dar.

In gleicher Weise stellt die Fig. 33 die tägliche Drehung der Windfahne im Sommer auf dem Eiffelturm (300 m über dem Boden) dar und ist deshalb von ganz besonderem Interesse. Die Drehung stimmt vollkommen mit der täglichen Periode zu Madrid überein.[1]) Der Wind dreht sich wie der Zeiger einer Uhr oder mit der Sonne.

Fig. 33.



Tägliche Drehung der Windrichtung auf dem Eiffelturm nach Angot.

Auch auf dem Blue Hill bei Boston dreht sich der Wind mit der Sonne von links nach rechts im Laufe des Tages. Auf der südlichen Hemisphäre dagegen, z. B. zu Cordova (Argentinien) erfolgt die Drehung von rechts nach links, also auch mit der Sonne.[2])

Die anemometrischen Registrierungen auf Berggipfeln ergeben das gleiche Resultat, wie die folgende kleine Tabelle zeigt:

Tägliche Periode der Häufigkeit der Winde auf dem Säntisgipfel.
(2500 m.)

Tageszeit	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
5—7a	**44**	80	60	38	67	202*	248	**61**
7—9	43	**82**	64	50	60*	221	219	50
9—11	15	64	**82**	62	98	264	168	46
11—1pm	13*	44	63	**64**	**136**	312	140*	28
1—3	16	44*	56	42	**126**	**332**	156	27*
3—5	28	56	44*	42	86	282	221	40
5—7	34	65	50	34*	82	230	**248**	59

Auf dem Säntisgipfel besteht demnach gleichfalls eine Tendenz zu einer Zunahme der Häufigkeit jener Windrichtung, welche von einem Punkte des Horizontes kommt, der etwa 45—60° links von dem Stundenwinkel der Sonne liegt. Dasselbe ist der Fall auf dem Sonnblick, auf dem Obir, Pic du Midi, Puy de Dome etc.[3])

[1]) MO ist die mittlere Windrichtung selbst (WNW rund). Der Wind AO zu einer beliebigen Tageszeit ist, wie man sieht, die Resultierende der mittleren Windrichtung MO und der Komponente MA, welche zu dieser Tageszeit sich geltend macht. Angot in Annales du Bureau Central. Memoires de 1897. B. 171 etc. Comptes rendus. T. CXXIV. pag. 1020. Sprung, Met. Z. B. XXIX. 1894. S. 259.

[2]) H. Clayton, Discussion of cloud Observations. Annals Observ. Harvard College. XXX. Part IV. 1896. pag. 413 etc.

[3]) Pernter, Die tägliche Periode der Windrichtung auf dem Obirgipfel und auf dem Säntis. Met. Z. XX. 1885. S. 175. Billwiller, Die tägliche Periode der Richtung und Stärke des Windes auf Berggipfeln. Ebenda S. 475. Pernter, Die Windverhältnisse auf dem Sonnblick. Denkschriften der Wiener Akad. B. LVIII. 1891 und Met. Z. XXVII. 1892. Litteraturbericht S. 41. Pernter, Zur täglichen Periode der Windrichtung. Met. Z. XXX. 1895. S. 113. Pernter ist geneigt, die tägliche Drehung des Windes auf Berggipfeln aus der stärkeren Erwärmung der östlichen Gegenden am Vormittag, der westlichen am Nachmittage zu erklären, was ja für die höheren Schichten zutreffen würde, wenn das Temperaturgefälle dazu ausreichen sollte. Aber selbst das zugegeben, würde dies in den untersten Schichten eine Tendenz zu einer Winddrehung im entgegengesetzten Sinne voraussetzen, also wie sie Cornelius, Berger und Dove angenommen haben. Das ist aber nicht der Fall, auch unten wehen die Winde von der Sonne her.

Aber nicht bloss die Anemometer auf den Berggipfeln, auch die Beobachtungen des Wolkenzuges sprechen dafür, dass auch in den höheren Schichten der Atmosphäre die Luftströmungen die Tendenz haben, sich mit der Sonne tagsüber zu drehen, im allgemeinen von dem Orte her zu wehen, wo die Sonne steht.

Richter in Glatz hat aus den Beobachtungen des Wolkenzuges das Resultat erhalten, dass im Sommer sehr entschieden der Zug der unteren Wolken sich tagsüber von N über E und S nach SW und W dreht. Dieser Gang reicht zum Teil bis in die oberen Wolkenschichten hinauf [1]).

Noch bestimmter haben dies die wichtigen Wolkenbeobachtungen auf dem Blue Hill-Observatorium ergeben, nach der Bearbeitung derselben durch Helm Clayton. Vom Niveau der Cumuluswolken (ca. 1600 m) bis zu dem der Cirruswolken (8900 m) hat das Maximum der Frequenz des Wolkenzuges folgende tägliche Periode [2]).

Eintritt des Maximums der Häufigkeit des Wolkenzuges von $1^1/_2$ bis $8^1/_2$ km Höhe

Richtung aus	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
Zeit des Maximums	11 h p	2 h a	5 h a	8 h a	11 h a	2 h p	5 h p	8 h p

Auch das Maximum der Geschwindigkeiten tritt nahe zu den gleichen Zeiten ein [3]).

Die Beobachtungen sprechen demnach gegen das scheinbar so klare Prinzip, von dem wir ausgegangen sind, und zu dessen Begründung der tägliche Gang der Häufigkeit der verschiedenen Windrichtungen zu Madrid berechnet worden ist. Der Wind weht nicht gegen den Ort hin, über welchem die Sonne steht, sondern er weht umgekehrt von diesem Orte her.

Es ist nicht schwer, den Grund dafür anzugeben, weshalb der Wind nicht gegen die Sonne weht, wie wir vorausgesetzt haben. Wir haben die dabei wirksamen Temperaturunterschiede weit überschätzt. Der Ort, wo die Sonne eben aufgeht, liegt von dem Orte im Osten, wo sie eben kulminiert (zur Zeit der Nachtgleichen genau), 90 Längengrade entfernt, d. i. in mittleren Breiten eine Entfernung von 6—7000 km, auf diese Distanz verteilt sich ein Temperaturgefälle (Temperaturdifferenz) von höchstens 10—15°, oder rund $^1/_5$° auf 100 km. Dass dieser geringe Temperaturunterschied keinen Westwind am Vormittag gegen die Sonne hin erzeugt, ist nicht verwunderlich.

Weshalb aber der Wind umgekehrt von der wärmeren Gegend ausgeht, von dem Orte herweht, wo die Sonne steht, das ist vorläufig noch nicht erklärt [4]).

Die Sprungsche Regel der täglichen Drehungen der Windfahne. Sprung hat aus der Köppenschen Theorie der täglichen Periode der Windstärke eine interessante Konsequenz abgeleitet und gezeigt, dass dieselbe sich aus den Aufzeichnungen der Windrichtungen als wahrscheinlich auch vorhanden nachweisen lässt.

Es muss als bekannt vorausgesetzt werden, dass die tägliche Rotation der Erde den bewegten Körpern an ihrer Oberfläche die Tendenz giebt, nach rechts auf der nördlichen Halbkugel (nach links auf der südlichen) von ihrer durch be-

---

[1]) Met. Z. XXI. 1886. S. 403 u. 408.

[2]) Helm Clayton in Annals Harvard Observ. Vol. XXX. P. IV. 1896. pag. 412 etc.

[3]) Bemerkenswert ist ferner, dass die Cirruswolken, die aus SW ziehen, vormittags bis 2 h p nach rechts drehen (24°), abends wieder zurück (um 15°). Die Cirren, die aus NW ziehen, drehen von 7 h bis 1 h zurück, von 1 h bis 8 h wieder im gleichen Betrage nach rechts. Sie nähern sich also stets gegen Mittag der reinen Westrichtung. Clayton schreibt dies der Verstärkung des oberen Druckgradienten von S nach N um Mittag zu, welcher den Einfluss der Erdrotation verstärkt und die Winde nach West dreht.

[4]) In Zikawei z. B. (31° nördl. Br., Ostküste von China) soll der Wind tagsüber gegen den Ort gerichtet sein, wo die Sonne steht, aber das kann hier die Folge der Land- und Seewinde sein (s. später). Comptes rendus CXXIV. pag. 1479, und Congrès intern. Mét. Paris 1889. Mem. S. 160.

liebige Kräfte vorgeschriebenen Bahn abzuweichen. Diese Tendenz zu einer Abweichung nach rechts wächst mit (dem Sinus) der geographischen Breite und mit der Geschwindigkeit. Infolge dieser Ablenkung der Luftströmungen durch die Erdrotation von ihren unmittelbaren Zielpunkten wird (nördlich vom Äquator) ein Ostwind mehr und mehr zu einem SE-Wind, ein S-Wind zu einem SW-Wind, ein W-Wind zu einem NW-Wind. Nun erfahren aber die stärker bewegten höheren Luftschichten eine grössere Ablenkung nach rechts, als die durch Reibung retardierten an der Erdoberfläche. Der obere lebhaftere Ostwind kommt scheinbar mehr aus Süden als der untere durch die Reibung an der Erdoberfläche zurückgehaltene; der obere Südwind kommt mehr aus SW u. s. w. Kurz, die oberen Winde kommen für den Beobachter aus einer mehr nach rechts gelegenen Richtung, sie weichen nach rechts ab von dem Unterwinde. Die Beobachtungen des Wolkenzuges geben dies auch unzweifelhaft zu erkennen, worauf wir später eingehender zurückkommen werden.

Welche Konsequenzen wird nun ein bei Tage eingeleiteter Luftaustausch zwischen den oberen und unteren Schichten infolge dieses allgemeinen Gesetzes haben? Der obere aus einem vom Beobachter mehr nach rechts liegenden Punkte des Horizontes kommende Wind wird die untere Luftströmung, mit der er sich mischt, mehr nach rechts drehen, die Zunahme der Windstärke am Vormittage wird demnach auch eine gewisse Drehung der Windfahne nach rechts zur Folge haben. Am Abende, wenn der Eingriff der oberen Luftschichten nachlässt und erstirbt und damit auch die Windstärke wieder abnimmt, wird sich die Windfahne wieder zurückdrehen, also nach links.

In den höheren Schichten, wo umgekehrt die Windstärke bei Tage eine Verringerung erfährt, wird diese Einwirkung des vertikalen Luftaustausches auf die Windrichtung die umgekehrte sein, der Wind wird bei Tage sich etwas nach links, nach E, abends nach West drehen.

Sprung fasst diese von der Theorie verlangte tägliche Drehung der Windfahne in folgenden Sätzen zusammen:

Auf der nördlichen Hemisphäre hat auf dem flachen Lande oder auch auf Hochebenen der Wind die Tendenz, des Vormittags mit dem Uhrzeiger (also nach rechts), nachmittags gegen denselben umzugehen. Auf Berggipfeln (in jenen Höhen, bis zu welchen der vertikale tägliche Luftaustausch hinaufreicht, müssen wir beisetzen) vollzieht sich eine ähnliche oscillatorische Bewegung der Windrichtung, aber im entgegengesetzten Sinne, vormittags gegen den Uhrzeiger, nachmittags mit demselben.

Auf der südlichen Hemisphäre ist die Richtung der Winddrehung die entgegengesetzte.

Am Äquator werden die Windrichtungen durch den vertikalen Luftaustausch nicht beeinflusst. Auch auf dem Meere verschwindet mit der täglichen Periode der Windstärke auch diejenige der Windrichtung.[1])

Von den zahlreichen für diese Sätze von Sprung beigebrachten empirischen Belegen können wir hier nur folgende mitteilen:

Häufigkeit bestimmter Drehungen der Windfahne (Prozente der Gesamtzahl).

	Vormittagsdrehungen mit den Uhrzeiger	Vormittagsdrehungen gegen den Uhrzeiger	Nachmittagsdrehungen mit den Uhrzeiger	Nachmittagsdrehungen gegen den Uhrzeiger
23 Ebenen-Stationen der nördlichen Halbkugel	**61**	39	47	**53**
3 Gipfel-Stationen der nördlichen Halbkugel	45	**55**	**60**	40
3 Ebenen-Stationen der südlichen Halbkugel	38	**62**	**61**	39

Die Drehungen der Windfahne tagüber folgen also in ihrer Mehrzahl der von Sprung aus theoretischen Gründen aufgestellten Konsequenz eines Luftaustausches

---

[1]) Sprung, Lehrbuch der Meteorologie. 1885. S. 345.

zwischen oben und unten, wie ihn die Espy-Koppensche Erklärung der täglichen Periode der Windstärke voraussetzt. Die eben mitgeteilten Zahlen stützen demnach auch diese Erklärung [1].

II. Die jährliche Periode der Windrichtung kann an dieser Stelle nicht behandelt werden. Soweit dieselbe nicht ganz in die Klimatologie gehört, wird sie bei den allgemeinen Bewegungen der Atmosphäre zur Erörterung kommen.

Drittes Kapitel

Einleitung in die Lehre von den Luftströmungen (dynamische Meteorologie).

I. Die Entstehung der Luftströmungen im allgemeinen.

Die erste Ursache fast aller Luftbewegungen sind Temperaturunterschiede zwischen mehr oder minder benachbarten Luftmassen. Würde die Erdatmosphäre in ihrer ganzen Masse oder doch in allen horizontalen Schichten gleiche Temperatur haben, so zwar, dass die wärmere Schicht immer die höhere wäre, so würden keine Bewegungen in derselben entstehen. Eine leichtere Ölschicht schwimmt auf dem Wasser und giebt dabei keinen Anlass zu Bewegungserscheinungen. Ganz anders, wenn sie zu einer unteren Schicht wird.

Würde die Erdatmosphäre durch die Sonnenstrahlung von oben in der Weise erwärmt, dass die oberen Schichten die meiste Wärme absorbieren würden, so, dass die Temperatur in derselben von oben nach unten abnehmen würde, ohne dass Temperaturdifferenzen in horizontaler Richtung entstünden, so würde auch die Erwärmung der Atmosphäre keine Gleichgewichtsstörungen hervorrufen [2]. Wenn eine Wassermasse von oben erwärmt, oder von der untersten Schicht aus abgekühlt wird, so ruft dies auch unter der Wirkung der Schwerkraft bekanntlich keine Strömungen in derselben hervor. Ein dem letzteren analoger Fall tritt in der Atmosphäre in der That ein, wenn ihre untersten Schichten über einer völlig horizontalen Ebene durch nächtliche Wärmeausstrahlung vom Boden aus erkalten. Eine solche Temperaturänderung ruft keine Störungen in der Atmosphäre hervor. Wenn die Erwärmung von oben oder die Erkaltung von unten sich durch Wärmeleitung auf die nächsten Schichten überträgt, so entstehen dadurch doch keine horizontalen Temperaturdifferenzen und ein Antrieb zur Bewegung bleibt aus.

Ganz anders, wenn die Erwärmung von unten erfolgt. Das ist aber gerade der Vorgang bei der Erwärmung der Erdatmosphäre durch die Sonnenstrahlung

---

[1] Sprung, Studien über den Wind. Archiv der Deutschen Seewarte III. 1879. Die tägliche Periode der Richtung des Windes. Zeitschrift für Met. XVI. 1881. S. 419. Deutsche Met. Z. 1884. S. 15. Die tägliche Periode der Richtung und Geschwindigkeit des Windes auf dem Eiffelturm. Met. Z. XXIX. 1894. S. 252. Es soll hier eine Tendenz zur Drehung gegen die Sonne am Vormittag und mit der Sonne am Nachmittag bestehen. A. Richter, Tägliche Drehung des Wolkenzuges. Met. Z. XXI. S. 403 u. 405. Bei den unteren Wolken überwiegen vormittags die negativen, nachmittags die positiven. Hegyfoky, Wind- und Wolkenzug. Ebenda XXX. S. 351. Die Luftströmungen über der ungarischen Tiefebene. Math. u. naturw. Berichte aus Ungarn. XIV. 1898. S. 208 etc. Pernter, Zur täglichen Periode der Windrichtung. Kritische Auseinandersetzung mit Sprung. S. 115. Auf den Berggipfeln drehen die Ostwinde vormittags mit dem Uhrzeiger, nachmittags gegen denselben, bei den Westwinden verhält es sich umgekehrt. Hegyfoky, Die Drehung der Windfahne auf dem Sonnblick. Met. Z. B. XXIX. 1894. S. 315.

[2] Wegen der ungleichen Dauer und Intensität der Sonnenstrahlung unter verschiedenen Breiten fände in Wirklichkeit eine gleichmässige Erwärmung von oben auch unter obiger Annahme nicht statt.

Der Boden erwärmt sich stärker als die auflagernde Luft, und die untersten Schichten werden wärmer als die darüber lagernden. Die vertikalen Bewegungen, die durch diese Temperaturverteilung in der Atmosphäre entstehen, und deren Folgen sind schon früher beschrieben worden.

1. Der sog. aufsteigende Luftstrom. Es war früher die Vorstellung vorherrschend, dass die tägliche und jährliche Erwärmung der Erdoberfläche durch die Sonnenausstrahlung einen aufsteigenden Luftstrom über der erwärmten Erdoberfläche hervorruft; eine aufsteigende Bewegung der Luft in ihrer ganzen Masse, einen Wind nach oben, anders gesagt. Dove hat noch in allen seinen Schriften für die aufsteigende Bewegung der Luft am Äquator das Bild einer ruhig brennenden Lichtflamme gebraucht, über welcher die erhitzte Luft emporsteigt, während von allen Seiten die kältere Luft zuströmt. Ähnliche Vorstellungen hegte man über den Vorgang, der nachmittags über dem erwärmten Boden stattfindet, es sollte sich ein aufsteigender Luftstrom einstellen, und es wurden von demselben manche Erscheinungen abgeleitet, die nur unter der Voraussetzung „eines Windes in die Höhe" damit verknüpft werden konnten.[1])

Über die Möglichkeit einer allgemeinen aufsteigenden Bewegung der Luft zugleich über weiten Flächen, ja über ganzen Ländern trotz des Fehlens der hierzu erforderlichen seitlichen Zuflüsse, hat man gar nicht versucht, sich Rechenschaft zu geben. Man nahm den „aufsteigenden Luftstrom" geradezu als gegeben an und verwendete ihn, wo man ihn brauchen konnte. Nur Lamont hat sich gegen diese Vorstellung entschieden ausgesprochen und den Vorgang bei der Erwärmung der Luft über weiten Flächen schon ganz richtig beschrieben.[2])

In Wirklichkeit schreitet die Erwärmung der Luft von unten her nur allmählich durch das Spiel aufsteigender wärmerer Luft und niedersinkender kälterer Luftsäulchen und durch deren Vermischung von unten nach oben fort und das Werk des einen Tages setzt sich nach nächtlicher Unterbrechung am andern wieder fort. Bei Nacht schwimmen, wie die Beobachtungen gezeigt haben, wärmere Schichten über den unteren durch Ausstrahlung am Erdboden wieder erkalteten, bis die Insolation wieder wirksam wird. Der ganze untere Teil der Atmosphäre wird auf diese Weise, sowie auch durch Wärmestrahlung vom Erdboden her und von der Sonne selbst an ruhigen heiteren Sommertagen viel gleichmässiger erwärmt, als es bei einem Aufsteigen der Luftmassen in continuo (falls selbe überhaupt möglich wäre) der Fall sein würde.[3]) Die ganze Luftmasse wird so allmählich durch die Wärme ausgedehnt, und der Luftdruck in einer bestimmten Höhe steigt infolge dessen über dem erwärmten Lande.

Einen andern Beweis dafür, dass ein aufsteigender Luftstrom im Sinne Doves nicht existiert, habe ich dadurch geführt, dass ich gezeigt habe, dass er zur Folge haben würde, dass bei den Feuchtigkeitsverhältnissen der Luft in Mitteleuropa es kaum einen warmen und zugleich heiteren Sommertag geben könnte. Denn wenn

---

[1]) So z. B. das Nachmittagsminimum des Luftdruckes, auch noch von Kreil, der ausdrücklich sagt, „die Wirkung des aufsteigenden Luftstromes ist Abnahme des Luftdruckes."

[2]) Lamont, Über die tägliche Oscillation des Barometers. Sitzungsberichte der Münchener Akad. 1862. B. I. S. 65.

[3]) Die Beobachtungen von Glaisher im Fesselballon bei heiterem Wetter ergaben als Wärmeabnahme pro 100 m:

Höhe in Meter	0—300	3—600	6—900	9—1200
Temperaturabnahme	0.98	0.71	0.55	0.55

Also nur bis zur Höhe von 300 m ist die Wärmeabnahme so rasch, als sie einem aufsteigenden Luftstrom entspricht. Ganz dasselbe ergaben die Beobachtungen auf dem Eiffelturm und die Temperaturaufzeichnungen mittelst Drachen.

die Luft auch nur bis zu 1500 m etwa direkt vom Boden aufsteigen würde, musste auch an trockenen Sommertagen schon Kondensation des Wasserdampfes und Bewölkung eintreten.[1])

Ein wirklicher aufsteigender Luftstrom, ein „Wind in die Höhe“, tritt in der That nur ein an den erwärmten Bergabhängen als aufsteigender Thalwind, dessen Entstehung später eine Erklärung finden wird, sowie in den aufsteigenden Luftwirbeln kleinen und grossen Massstabes, die aber auch stets von Kondensation des Wasserdampfes in Form von Wolken und Niederschlägen begleitet sind.[2])

2. Einfluss der Erwärmung einer Erdstelle über jene ihrer Umgebung auf den Luftdruck in der Höhe. Die nächste und für unsere jetzigen Betrachtungen höchst wichtige Folgerung aus dem oben geschilderten Vorgang der allmählichen Erwärmung der Atmosphäre von unten nach oben ist das Steigen des Luftdruckes in jeder fixen Höhe über dem Orte der Erwärmung, eine Luftdruckzunahme, die mit der Höhe wächst. Die Ausdehnung der Luftschichten durch die Wärme hat zur Folge, dass über jeder fixen Höhe jetzt mehr Luft ist, als früher, die drückende Luftsäule, das „Luftgewicht“ über diesem Orte nimmt zu, während unten an der Erdoberfläche der Luftdruck unverändert bleibt. Um wie viel die drückende Luftsäule an Höhe zunimmt für einen gegebenen Abstand von der Erdoberfläche, ist höchst einfach zu berechnen. Bezeichnet h diesen Abstand, dt die Temperaturzunahme, α den Ausdehnungskoeffizienten der Luft, so ist $\alpha h\,dt$ dieser Höhenzuwachs der drückenden Luftsäule. Für den gleichen Temperaturzuwachs wächst also die Zunahme der drückenden Luftsäule direkt mit der Höhe. Deshalb sehen wir in Gebirgsländern das Barometer vom Winter zum Sommer umsomehr steigen, je grösser die Seehöhe ist, z. B.:

Ort	Salzburg Klagenfurt	Schafberg	Obir	Sonnblick	Pikes Peak
Höhe in m	445	1776	2040·5	3106	4308
		Mittlerer	Luftdruck		
Januar	724·7	612·4	591·7	516·4	444·3
Juli	723·7	617·9	598·6	525·4	459·2
Differenz	—1·0	5·5	6·9	9·0	14·9[3])

Um wieviel das Barometer in einer gegebenen Höhe steigt bei einem bestimmten Temperaturzuwachs der unterhalb liegenden Luftschicht, liesse sich aus der Zunahme der drückenden Luftsäule also direkt aus $\alpha h\,dt$ berechnen, wenn man auf die Dichte der Luft in der Höhe h Rücksicht nimmt. Aber dies wäre umständlich. Bequemer und genauer erhält man diese Zunahme aus folgender Gleichung, die später begründet wird. Ist b der Barometerstand in der Höhe h (in Kilometer), dt wie früher die Temperaturzunahme in der Luftschicht h, so ist zunächst hinlänglich genau die

$$\text{Luftdruckzunahme } db = \frac{bh}{2184}\,dt$$

[1]) Hann, Über den aufsteigenden Luftstrom. Zeitschrift f. Met. XIV. 1879. S. 349. Das Kondensationsniveau ist da allerdings noch etwas zu niedrig berechnet worden, ohne Rücksicht auf die Ausdehnung der Luft.

[2]) Dass auch in Luftwirbeln die aufsteigende Bewegung in der Nähe der Erdoberfläche nur eine sehr mässige sein kann, hat Lasne gezeigt. Annuaire de la Soc. Met. de France. 40. Année. 1892. pag. 113 etc.

[3]) Nicht strenge vergleichbar wegen anderer Temperaturänderung und stärkerer Abnahme des Druckes an der Basis vom Januar zum Juli.

Z. B. für den Sonnblick, wo b = 520, h = 3·1, beträgt sie für jeden Grad Temperaturzunahme 0·74 mm. Für h sollte man eigentlich die relative Höhe über dem Niveau der umgebenden Niederungen, also die Dicke der Luftschicht, die sich ausdehnt, einsetzen, für den Sonnblick also etwa 2·6 km, wodurch dann db = 0·62 dt wird.

Die Wirkung einer Temperaturänderung von 1° C. der unterliegenden Luftschicht von der Mächtigkeit h auf die Luftdruckzunahme db stellt folgendes kleine Täfelchen übersichtlich dar:

h in Meter	1000	2000	3000	4000	5000	6000
b[1]) in Millimeter	671	590	517	452	407	359
db für dt = 1° C.	0.31	0.54	0.71	0.83	0.93	0.99

Das ist das Mass für die Luftdruckänderung in einer bestimmten Höhe, wenn die Temperatur in der unterliegenden Luftschicht sich ändert. Bei Abnahme der Temperatur sinkt natürlich oben der Luftdruck in diesem Masse.

3. Die Flächen gleichen Luftdruckes und deren Hebung und Senkung durch die Temperaturänderungen in der Atmosphäre. So lange die Temperatur überall gleichmässig mit der Höhe abnimmt, so dass kein Temperaturunterschied in horizontaler Richtung besteht oder die mittlere Temperatur der Schichten von gleicher Mächtigkeit (von unten her) dieselbe ist, wird in gleichen Abständen von der Erdoberfläche auch gleicher Luftdruck herrschen. Die Flächen gleichen Luftdruckes verlaufen dann parallel mit der Erdoberfläche[2]) und die Richtung der Schwerkraft steht überall senkrecht auf denselben. Wir haben also hier denselben Zustand, wie an der freien Oberfläche einer Flüssigkeit, es ist dann keine Veranlassung zu einer Bewegung vorhanden. Eine wichtige Bedingung des Gleichgewichtszustandes in der Atmosphäre besteht demnach darin, dass die Richtung der (scheinbaren)[3]) Schwerkraft überall senkrecht steht auf den Flächen gleichen Druckes.

Eine ungleiche Erwärmung der Atmosphäre an verschiedenen Orten stört jedoch sogleich diesen Zustand. Dort, wo die Temperatur steigt, heben sich die Flächen gleichen Druckes, wo sie sinkt, senken sie sich gegen die Erdoberfläche.

Numerisch wird der Einfluss einer Temperaturänderung auf die Hebung oder Senkung der Flächen gleichen Druckes durch das Produkt aus der Höhe der Luftsäule, der Temperaturdifferenz und dem Ausdehnungskoëffizienten der Luft, α, somit durch das Produkt $\alpha h dt$ ausgedrückt. Eine Temperaturänderung um 1° C. bewirkt demnach folgende Änderungen der Höhenlage der Flächen gleichen Druckes in der Höhe h (h vertikale Mächtigkeit der Luftschicht):

h in Meter	1000	2000	3000	4000	5000	6000
dh „ „	3.7	7.3	11.0	14.6	18.3	22.0

Ändert sich die mittlere Temperatur einer Luftschicht von 3000 m Mächtigkeit um 1° gegen die ihrer Umgebung bis auf etwa 10 km Abstand, so bekommt die Fläche gleichen Druckes in 3 km Höhe ein Gefälle von 11 m auf 10 km Entfernung, also etwas weniger als 0·1 Proz. Dieses Gefälle ist vom Zentrum der Erwärmung nach aussen gerichtet.

Ein solches Gefälle ist aber mit dem Gleichgewichtszustand der Atmosphäre nicht mehr verträglich, denn die Schwerkraft bekommt jetzt eine wirksame Kom-

---

[1]) Bei 0° mittlerer Lufttemperatur.

[2]) Soweit man von der Änderung der Schwere mit der geographischen Breite absieht, was hier jedenfalls zulässig ist.

[3]) Resultierende der Richtung der Massenanziehung der Erde und der Centrifugalkraft.

ponente, deren Richtung mit der Neigung der Fläche gleichen Druckes zusammenfällt, und welcher keine entsprechende Kraft (von der Reibung ist dabei abgesehen) entgegen wirkt. Die Luftteilchen setzen sich daher längs der Fläche gleichen Druckes, deren Neigung folgend, in Bewegung, gerade so wie ein Körper auf einer schiefen Ebene abwärts gleitet. Die Luft fliesst also in der Höhe von dem Orte, wo ein Wärmeüberschuss eingetreten ist, gegen die kühlere Umgebung ab. Das ist die erste Wirkung eines Temperaturunterschiedes zwischen benachbarten Teilen der Atmosphäre.

Wir sagen benachbarten Teilen der Atmosphäre. Denn liegen die ungleich temperierten Teile der Atmosphäre sehr weit auseinander und ist der Zustand eines Wärmeunterschiedes nur ein vorübergehender, so kann das Gefälle der Schichten gleichen Druckes in der Höhe ein so geringes sein, dass Trägheit und Reibung die Entstehung einer entsprechenden Bewegung verhindern können. Das ist z. B. der Fall zwischen der Tag- und Nachtseite der Erde. Die erwärmten Meridiane stehen so weit von den kälteren ab, dass das Luftdruckgefälle in der Höhe ausserordentlich klein ist, und da der Temperaturüberschuss nur kurze Zeit währt und sich rasch auf den nächsten Meridian überträgt, gegen welchen die Bewegung gerichtet ist, so kommt es zu keinen die Erde in der Höhe umkreisenden Ostwinden. Anders verhält es sich mit den Unterschieden der Erwärmung der Erdatmosphäre am Äquator und an den Polen. Abgesehen davon, dass die Temperaturunterschiede hier viel grösser sind, sind sie auch konstant, und sie müssen deshalb, wie wir sogleich erkennen, ohne auf den Gegenstand jetzt schon weiter einzugehen, in der Höhe ein Abfliessen der Luft vom Äquator gegen die beiden Pole hin zur nächsten Folge haben.

4. Weitere Folgerungen aus der Hebung der Flächen gleichen Druckes an den Orten eines Wärmeüberschusses in der Atmosphäre. Entstehung von Luftdruckdifferenzen an der Erdoberfläche. Indem die Luft in der Höhe über dem erwärmten Orte, der Neigung der Flächen gleichen Druckes nach aussen folgend, abfliesst, sinkt hier in der Folge auch der Luftdruck, weil die auf das Barometer drückende Luftmasse, das „Luftgewicht", sich verringert hat. Die Erwärmung allein konnte eine solche Wirkung nicht haben, so lange die Masse der drückenden Luftschicht unvermindert bleibt [1]).

In der Umgebung des erwärmten Ortes, wohin die Luft in der Höhe abfliesst, steigt dagegen der Luftdruck, weil dort eine Anhäufung von Luft, eine Vermehrung der drückenden Luftmasse eintritt. So bilden sich als eine Konsequenz der Hebung der Flächen gleichen Druckes in der Höhe durch die Wärme in der Folge auch Luftdruckunterschiede an der Erdoberfläche aus, das Barometer sinkt an dem Orte des Wärmeüberschusses, es steigt in dessen Umgebung. Das hat zur weiteren natürlichen Folge, dass auch an der Erdoberfläche das Gleichgewicht gestört wird, und die Luft von dem Orte höheren Druckes gegen jenen niedrigeren Druckes hinströmt, also Luftströmungen von den kälteren gegen die wärmeren Teile der Erdoberfläche eintreten.

In den geschilderten Vorgängen müssen wir die Hauptursache der Entstehung aller Luftströmungen erkennen. Temperaturunterschiede sind ihre erste Veranlassung, eine Störung des Gleichgewichtes in den höheren Schichten der Amosphäre die nächste Folge, die Störung des Gleichgewichtes auch in den unteren Schichten am Erdboden der zweite Akt des atmosphärischen Vorganges.

Ein allgemeines Aufsteigen der erhitzten Luft als primärer Vorgang kann nur über einer Feuersbrunst oder über einem Vulkanherd stattfinden, also lokal, nicht aber über grösseren Teilen der Erdoberfläche, die von der Sonne ziemlich gleichmässig erwärmt werden.

5. Luftströmungen, hervorgerufen durch die seitliche Ausdehnung erwärmter Luft. Laughton hat (1871) angenommen, dass durch die Expan-

[1]) Die wärmere Tagseite der Erde kann deshalb auch nicht einen kleineren Luftdruck haben als die kältere Nachtseite, so weit man ein Abfliessen der Luft von den wärmeren Meridianen nicht annehmen darf.

sion der Luft infolge Zufuhr von Wasserdampf oder durch gesteigerte Erwärmung Luftströmungen entstehen können, so dass unten an der Erdoberfläche leichtere (feuchtere oder wärmere) Luft gegen dichtere schwerere hinfliesst.

Damit glaubte Laughton auch die eigentümliche Erscheinung, auf welche wir früher hingewiesen haben, dass der Wind im Tageslaufe der Sonne folgt und beiläufig von dem Orte, wo die Sonne steht, herkommt, erklären zu können.

Die indischen Meteorologen Fred. Chambers und H. Blanford haben sich durch gewisse meteorologische Erscheinungen in Indien veranlasst gefunden, diese Ansicht von der Entstehung einer gewissen Klasse von Winden („winds of elastic expansion") anzuerkennen. Chambers unterscheidet deshalb zwei Klassen von Winden: die Konvektionsströmungen oder die gewöhnlichen Winde, welche unten von den kalten nach den warmen Gegenden hinwehen, und Antikonvektionsströmungen, welche von einer Gegend grösster Erwärmung nach auswärts fliessen. Er glaubt dieselben in der täglichen Variation der Windkomponenten zu Kurachee, Calcutta, Belgaum, Falmouth, Bermuda nachweisen zu können.[1]) Blanford dagegen meinte, die Nachmittagswinde der heissen Zeit in Nordindien, welche gegen den unteren Gradienten aus dem heissen Innern gegen die Küste hin wehen, auf keinem anderen Wege erklären zu können.

Die Annahme, dass die seitliche Ausdehnung der erwärmten Luft eine Luftströmung von dem Wärmeherd an der Erdoberfläche nach auswärts hervorrufen könne, stösst auf die grössten Schwierigkeiten, wenn man dieselben mechanisch begründen will. Einerseits beträgt die Ausdehnung der Luft doch nur $^1/_{273}$ für einen Grad Temperatursteigerung, also selbst für 20^0 bloss 0·07, und diese Ausdehnung verteilt sich über ca. 12 Stunden, ist also pro Sekunde ganz unmerklich und kann gewiss nicht Ursache von Winden von mehreren Meter Geschwindigkeit per Sekunde sein. Dann erfolgt die Ausdehnung nach allen Seiten, muss demnach rasch in geringer Entfernung vom Wärmeherd wirkungslos werden. Dies hat schon Kant eingewendet gegen die Annahme, dass von erhitzten Gegenden (unten) Winde gegen die kühleren Gegenden ausgehen könnten.[2]) Es ergiebt sich auch, dass die Erscheinungen, welche zu dieser gewagten Hypothese Veranlassung gegeben haben, ganz ungezwungen auf andere Weise erklärt werden können, dieselbe also überflüssig wird. Wir glauben deshalb, nicht nötig zu haben, diese „Antikonvektionsströmungen" weiter in Betracht ziehen zu müssen.

II. Vertikale und horizontale Luftzirkulation in den relativ warmen und kalten Gebieten und deren Umgebung. Konvektionsströmungen.

Dauert die Erwärmung der Atmosphäre über einem Teile der Erdoberfläche genügend lange an, so dass sich ein stationärer Bewegungszustand ausbilden kann,

---

[1]) Chambers, Winds of Kurrachee. Ind. Met. Memoirs. T. I. pag. 249, auch Nature. Sept. 13. 1883. pag. 477.

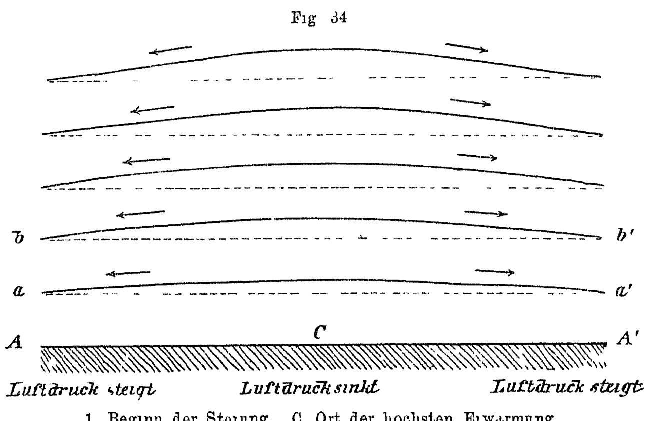
[2]) „Ein grösserer Grad von Hitze, der auf eine Gegend mehr als auf eine andere wirkt, mache einen Wind nach dieser erhitzten Gegend hin, der so lange anhält, als die vorzügliche Wärme der Gegend anhält.

Man glaube nicht, diese erhitzte Luft, da sie ebensowohl seitwärts sich ausbreiten, als sich zu erheben bestrebt ist, werde einen Wind von der Gegend der Erhitzung in die kühlere Gegend machen. Denn erstlich, weil die Ausbreitungskraft nach allen Seiten gleich stark geschieht, mithin die Ausspannungskraft wie der Kubus der Entfernung vom Mittelpunkt abnimmt, so würde die sich ausbreitende Gewalt eines Platzes Luft von 4 Quadratmeilen, wenn sie um den zehnten Teil vermehrt worden, in der Entfernung von einer Meile von dem erhitzten Platze nur noch den 80. Teil dieser vermehrten Kraft betragen, mithin gar nicht einmal können verspürt werden. Die Ausbreitung kann aber gar nicht so weit reichen, denn ehe die Luft sich so weit erweitert, wird sie wegen der Verminderung ihres Gewichtes dem Drucke der dichteren Luft weichen und ihren Platz derselben einräumen." (Kant, Neue Anmerkungen zur Theorie der Winde. Physische Geographie.)

so nehmen die durch die Gleichgewichtsstorung erzeugten Luftstromungen eine Form an, wie sie die nachstehenden 2 Figuren veranschaulichen

I Stadium Beginn der Storung Die punktierten Horizontalen a, a′, b, b′ etc geben die Lage der noch ungestorten Flachen gleichen Druckes an, die ausgezogenen Linien die gehobenen, gestorten Druckflachen Die Pfeile geben die Richtung der Luftstromungen an, welche durch die Neigung der Flachen gleichen Druckes nach auswarts vom Orte der grossten Erwarmung entstehen Infolge des Abfliessens der Luft uber der Gegend mit hoherer Temperatur beginnt daselbst der Luftdruck zu sinken

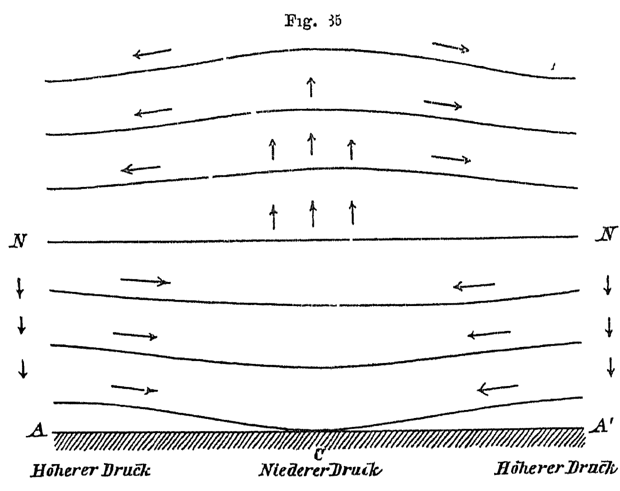
Fig 34



1 Beginn der Storung C Ort der hochsten Erwarmung

II Stadium Sowie durch das Abfliessen der Luft uber dem Orte der Erwarmung der Luftdruck daselbst gesunken ist, steigt er in der kälteren Umgebung infolge des Zuflusses der Luft und der dadurch erfolgten Vermehrung der auf das Barometer druckenden Luftmasse Dadurch bekommen nun die Flachen gleichen Druckes in den unteren Schichten eine Neigung gegen den Ort der Erwarmung hin und die Luft setzt sich deshalb hier und am Erdboden selbst gegen den Ort C in Bewegung Die Neigung der Flachen gleichen Druckes in den unteren Schichten gegen den Ort der Erwarmung, die eine Folge des nun hoheren Druckes in dessen Umgebung ist, nimmt aber naturlich mit der Hohe ab, da der Druckuberschuss nach oben immer kleiner wird In einem gewissen Abstande vom Erdboden giebt es eine Schicht gleichen Druckes N N, die parallel mit demselben oder horizontal verlauft, eine neutrale Schicht ohne Gefalle Oberhalb derselben fliesst die Luft von dem Orte der Erwarmung gegen dessen Umgebung hin ab, unterhalb derselben fliesst sie diesem Orte zu, entsprechend dem entgegengesetzten Gefalle der Flachen gleichen Druckes Die Luftstromungen streben bestandig dahin, dieses Gefalle zu vermindern, d i die Horizontalitat der Flachen

Fig. 35

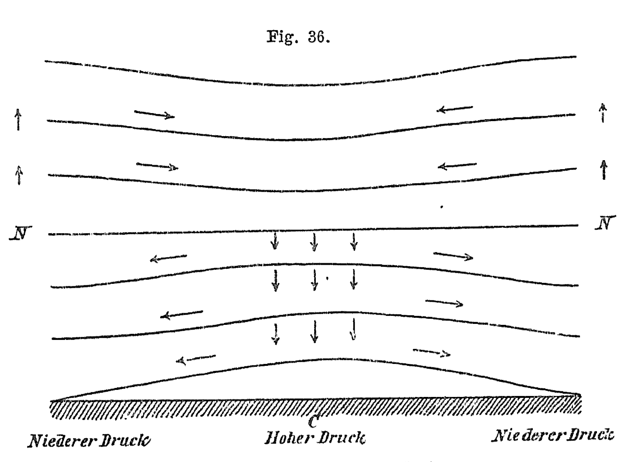


2 Stationarer Zustand N Die neutrale Schicht

gleichen Druckes oben und unten wieder herzustellen. Wenn die Ursache der Störung des Gleichgewichtes, die Erwärmung am Orte C nicht fortdauert, so wird dies auch bald erreicht und die Bewegungen finden ein Ende. Wenn aber die Erwärmung fortdauert, so stellt sich ein stationärer Bewegungszustand ein, in Form eines horizontalen und vertikalen Kreislaufes der Luftmassen am und um den Ort des Temperaturüberschusses, wie ihn Fig. 35 darstellt.

Über einer Erdstelle, welche kälter ist als die Umgebung, kehren sich die Vorgänge um und es bildet sich ein Kreislauf der Luft im umgekehrten Sinne aus. Der Luftdruck in der Höhe sinkt und die Luft fliesst diesem Orte in der Höhe zu, weshalb der Barometerstand an der Erdoberfläche zunimmt und in den unteren Schichten die Flächen gleichen Druckes ein Gefälle nach aussen bekommen. Die neutrale Schicht zwischen den beiden entgegengesetzt gerichteten Druckflächen scheidet das Gebiet der oben einfliessenden von jenem der unten abfliessenden Luftströmungen. Die Fig. 36 stellt diese Luftzirkulation dar, welche das gerade Gegenteil von jener über und in der Umgebung eines Wärmezentrums ist.

Fig. 36.



Luftzirkulation über zu kalten Gebieten.

Da die Bewegungen der Luft in der Höhe sich fast ohne Reibungshindernisse vollziehen, die unteren in der Nähe der Erdoberfläche dagegen sogleich durch Reibung stark verzögert werden, so gehen die ersteren den letzteren meist eine gute Weile voraus, das Barometer fällt (oder steigt) an der Erdoberfläche, ohne dass sich daselbst auch schon die entsprechenden Luftbewegungen einstellen. Es muss erst ein grösserer Druckunterschied entstehen, bis derselbe die Bewegungshindernisse überwinden kann. Nicht so in den höheren Luftschichten.

Da die vertikale Mächtigkeit der in Bewegung gesetzten Luftschichten eine sehr viel geringere ist als die horizontale Erstreckung derselben, so ist auch die Geschwindigkeit der horizontalen Zweige eines solchen Kreislaufes eine viel grössere, als jene des vertikalen Zweiges, wie die Länge der Pfeile in der Figur dies nur beiläufig andeutet. Die horizontalen Luftbewegungen sind Winde im gewöhnlichen Sinne des Wortes, die herabsinkende Bewegung der Luft an den Stellen A und A′, sowie die aufsteigende oberhalb C erfolgt so langsam, dass sie nicht ein „Wind in die Höhe“ genannt werden kann. An dem Orte der Erwärmung „blähen“ sich die Luftschichten gleichsam nur auf und quellen oben über, während sie in dessen Umgebung sich langsam senken. Nur in jenen Fällen, die später in Betracht kommen, wo aus einem solchen Kreislauf sich ein Wirbel von kleinerem Durchmesser entwickelt, kann die auf- und die absteigende Bewegung der Luft sehr lebhaft werden, aber auch nur auf Kosten einer Schwächung der gegen die Achse gerichteten Zuflüsse.

Nicht bloss die unteren Zuflüsse zum Orte der Erwärmung sind horizontale

Winde, auch die oben abfliessenden haben eine so geringe Neigung gegen den Horizont, dass sie gleichfalls als horizontal betrachtet werden konnen Die Neigung der Flachen gleichen Druckes ist (Wirbel mit kleinem Durchmesser ausgenommen) stets ausserst gering Wie wir auf S 409 gesehen haben, wurde selbst die Erwarmung einer 3000 m machtigen Luftsaule um 10° die Flachen gleichen Druckes in der Hohe von 3 km nur um 110 m heben Nehmen wir an, dass diese Erwarmung von einem Zentrum aus auf ca 300 km sich allmahlich verliert, also in diesem Abstand die Temperatur ungestort geblieben ist (d. i etwa, dass die Luft uber Wien um 10° warmer ist als uber Krakau oder Laibach, oder uber Berlin gegenuber Prag), so ist die Neigung der Flachen gleichen Druckes[1]) in 3 km Hohe doch nur 1·1 Min, in 1 km gar nur 20 Sek

Die Einfuhrung der Flachen gleichen Druckes in die Untersuchungen uber die Bewegungserscheinungen der Atmosphare fordert wesentlich die Klarheit derselben und erleichtert die Aufstellung der einfachsten mathematischen Beziehungen zwischen Luftdruckdifferenzen und Windgeschwindigkeiten [2])

Auch die gestorten Flachen gleichen Druckes bleiben einander parallel, so lange langs derselben die Temperatur und damit die Dichtigkeit konstant bleibt Andert sich aber die Temperatur in der Richtung der Flachen gleichen Druckes, wie wir in den vorigen Figuren angenommen haben, so konvergieren sie, wenn die Temperatur abnimmt Das Gewicht jeder vertikalen Luftsaule von gleicher Basis zwischen zwei Flachen gleichen Druckes muss ja konstant bleiben, die Hohe derselben nimmt deshalb in dem Masse, als die Temperatur sinkt (die Dichte wachst), ab

Um das Gefälle der Flachen gleichen Druckes in verschiedenen Hohen genau berechnen zu konnen, musste man die vertikale Verteilung der Temperatur genau kennen Wir haben der Einfachheit halber mit einer mittleren Temperatur gerechnet In Wirklichkeit aber wird uber einer erwarmten Flache der Temperaturuberschuss in den unteren Schichten stets grosser sein und nach oben hin abnehmen, und deshalb auch das Gefalle der Flachen gleichen Druckes in den unteren Schichten grosser sein, als wir angenommen haben So kann in den untersten Schichten bis 1 km $dt = 13^0$ sein, von 1—2 km 10^0 und von 2—3 km nur 7^0, die mittlere Temperaturzunahme ist dann auch 10^0, aber es ist dann dh in 1 km $13000\,\alpha = 48$ m, in 2 km $= (13 + 10)\,1000\,\alpha = 84$ m und in 3 km $= (13 + 10 + 7)\,1000\,\alpha = 110$ m, wie fruher.

III. Die einfachsten Beziehungen zwischen Luftdruckdifferenz und Windgeschwindigkeit.

In der Hohe weht der Wind, wie wir oben gesehen haben, von der erwarmten Erdstelle gegen die kaltere hin, an der Erdoberflache umgekehrt von der kalteren

---

[1]) $\tan \alpha = 110 : 300000$, $\alpha = 1·1$ Minute

[2]) Vor mehr als 20 Jahren war ich, wie ich anzunehmen berechtigt zu sein glaube, der erste, der diese Betrachtungsweise in die elementare Darstellung der atmosphärischen Bewegungen eingeführt hat (Zur Lehre von den allgemeinen atmosphärischen Strömungen Zeitschrift f Met B XIV 1879 S 33, und Zur Theorie der Berg- und Thalwinde Ebenda S 446) Davon hat auch Teisserenc de Bort in seiner Abhandlung „Sur quelques propriétés élémentaires des surfaces d'égale pression (Annales du Bureau Central Mét Memoires 1882) Zeugnis gegeben Auch die folgenden einfachen Beziehungen zwischen der Neigung der Flächen gleichen Druckes und der Beschleunigung der Luftmassen längs derselben habe ich schon 1875 benutzt und die Neigung der Fläche gleichen Druckes h/l berechnet, welche fur gewisse Windstärken der ablenkenden Kraft der Erdrotation gerade das Gleichgewicht hält (Zeitschrift f Met X 1875 S 85)

zur wärmeren. Überall aber weht er von dem Orte höheren Druckes gegen jenen niedrigeren Druckes.

Versuchen wir es nun, uns auch über die Windgeschwindigkeiten, die durch ein bestimmtes Gefälle der Flächen gleichen Druckes verursacht werden können, Rechenschaft zu geben. Die Beschleunigung, welche die Luftteilchen bei ihrem Abfliessen längs der Neigung der Flächen gleichen Druckes erfahren, können wir, da bei dieser Bewegung keine Dichtigkeitsänderungen der Luft eintreten, und die (innere) Reibung der Luft vernachlässigt werden kann, nach den Gesetzen des Falles auf einer schiefen Ebene berechnen. Bezeichnen wir mit dh die Hebung der Fläche gleichen Druckes, mit DE die Distanz, auf welche sich diese Hebung verteilt (110 m und 300 km in unserem früheren Beispiele)[1], so ist dh : E das Gefälle der schiefen Ebene, der Flächen gleichen Druckes, und die Beschleunigung der Schwere demnach $g(dh : E)$ oder $g \operatorname{tang} \alpha$ (d. i. $g \operatorname{tang} 1.1'$ in unserem Beispiele), oder auch, wenn wir $E : dh = n$ setzen: $g : n$.

Die Geschwindigkeit aber, mit welcher die Luft am Fusse der schiefen Ebene ankommt, ist $v = \sqrt{2gh}$. Wenn $h = 110$ m, wie in unserem Falle, so ist $v = \sqrt{2 \times 9{\cdot}8 \times 110} = 46{\cdot}4$ m. Trotz der ausserordentlich geringen Neigung der Flächen gleichen Druckes würde also die Endgeschwindigkeit schon Sturmesstärke erreichen. Auf welche Entfernung hin das Gefälle verteilt ist, hat darauf keinen Einfluss, so lange die Reibung vernachlässigt werden darf (sowie auch Mischungen mit schwächer bewegten unteren und oberen Schichten).

Es kann also infolge von grösseren horizontalen Temperaturdifferenzen in der Höhe ein Sturm eintreten, weit weg vom Orte des Temperaturüberschusses selbst, ohne dass vorerst unten am Erdboden eine Änderung in den atmosphärischen Zuständen merklich geworden sein mag. Die näheren Umstände der Entstehung dieser primären oberen Luftströmungen entziehen sich fast immer unserer Kenntnis, die Neigung der Flächen gleichen Druckes in der Höhe bleibt uns unbekannt. Anders verhält es sich bei den unteren Luftströmungen an der Erdoberfläche. Das Gefälle der Flächen gleichen Druckes, welche dieselben erzeugen, können wir aus den Luftdruckdifferenzen an der Erdoberfläche berechnen.

Wenn an dem Orte C der Luftdruck B ist, an den Orten A und A′ in einer gewissen Entfernung $B + \Delta B$, so finden wir den Luftdruck B an diesen letzteren Orten in einer Höhe h, welche durch $s \Delta B$ gegeben ist, wenn s das Verhältnis zwischen dem spezifischen Gewicht des Quecksilbers und jenem der Luft bedeutet. Das Gewicht der Luftsäule von der Höhe h muss ja der gehobenen Quecksilbersäule ΔB entsprechen. Für Luft von 0° bei dem Normaldruck 760 mm ist $s = 13596 : 1.293 = 10515$, einem Drucküberschuss von 1 mm Quecksilber entspricht eine Luftsäule von der Höhe von etwas mehr als 10.5 m.[2])

Neigung oder Gefälle der Flächen gleichen Druckes in der Atmosphäre. Ist der Unterschied der Barometerstände ΔB zwischen zwei Orten C und

---

[1]) Im stationären Bewegungszustande ist aber das Gefälle bei gleichem Temperaturunterschied schon erheblich kleiner geworden.

[2]) Genauer ist das spezifische Gewicht der Luft gegen Quecksilber bei der Temperatur t und dem Drucke b (in Meter) gleich $10515 \times (0.76 : b) \times (1 + \alpha t) = 7991(1 + \alpha t) : b$, oder anders geschrieben für spätere Anwendungen auch $29.3\,T : b$, wenn α als Faktor herausgehoben und für $273 + t$, T, die sog. absolute Temperatur, eingesetzt wird. 29.3 ist die bekannte Konstante, welche in der Wärmelehre mit R bezeichnet wird, so dass man schliesslich hat:

$$h = RT \Delta B : b$$

als Höhe der Luftsäule, welche dem Überdruck ΔB entspricht.

A bekannt, so können wir demnach die Neigung, das Gefälle, jener Fläche gleichen Druckes, welche an dem Orte C die Erdoberfläche schneidet, sehr leicht berechnen. Bezeichnen wir mit E die Entfernung der beiden Orte, zwischen denen die Luftdruckdifferenz ΔB besteht, so ist das Gefälle der Fläche gleichen Druckes

$$10515\ \Delta B : E.$$

Ist wie gewöhnlich E in Meter, ΔB aber in Millimeter gegeben, so ist der Koeffizient 10.5 zu schreiben.

Eine der grössten mittleren Druckdifferenzen, die zwischen zwei Orten auf der Erdoberfläche besteht, ist jene, die im Januar zwischen der Südküste Englands und den nördlichsten Hebriden sich einstellt. Das Januarmittel von Eastbourne ist 761.9 mm, das von Butt of Lewis 753.4, die Differenz somit 8.5 mm und die Entfernung ca. 821 km. Dies giebt als Neigung der Fläche gleichen Druckes:

$$10.5 \times 8.5 : 821000 = \operatorname{tang} \alpha,$$

also $\alpha = 22$ Sekunden, oder ein Gefälle von 10.9 cm auf den Kilometer.

Selbst bei den grössten atmosphärischen Störungen bleibt das Gefälle der Flächen gleichen Druckes immer noch geringfügig. So betrug z. B. bei dem Orkan, der am 24. Januar 1868 Edinburgh heimsuchte und an Heftigkeit den tropischen Orkanen gleichkam, der Barometerstand[1]) zu Thirlestane Castle 750.7 um 2^h und 3^h nachmittags, dagegen in dem nur 32.2 km entfernten Edinburgh 743.8, die Luftdruckdifferenz also 6.9 mm.

Wir erhalten somit als Neigung der Fläche gleichen Druckes

$$10.5 \times 6.9 : 32200 = \operatorname{tang} \alpha,$$

$\alpha = 7.8$ Minuten (kaum) oder ein Gefälle von $2^1/_2$ m auf den Kilometer.

Die Beschleunigung, welche die Luft auf einer Fläche gleichen Druckes erfährt, ist, wenn ΔB die Luftdruckdifferenz

$$\text{Beschleunigung} = g \,.\, 10.5 \Delta B : E,$$

und die Endgeschwindigkeit, welche die Luft erlangt, wenn ΔB die ganze wirksame Druckdifferenz vorstellt, ist gegeben durch (sie ist von E unabhängig):

$$v = \sqrt{2gh} = \sqrt{2 \cdot g \cdot 10.5 \Delta B} = 14.36 \sqrt{\Delta B}.$$

v in Meter, ΔB in Millimeter, $g = 9.8$ m.

Wenn keine Reibung vorhanden, erlangt demnach die Luft (bei geradliniger Bahn) folgende Geschwindigkeiten:

Luftdruckdifferenz	$\Delta B =$	1	2	3	4	9	16	25 mm
Windgeschwindigkeit	$v =$	14.4	20.3	24.8	28.7	43.1	57.4	71.8 m

Dies sind die Maxima der Windgeschwindigkeit, die (abgesehen von Wirbeln) durch die obenstehenden Luftdruckdifferenzen entstehen können. In Wirklichkeit werden sie nur nahe erreicht, und soweit zwischen zwei ganz nahe gelegenen Orten solche Druckdifferenzen sich einstellen können. Bei grösseren Entfernungen treten die Reibung und, wie wir sehen werden, die Ablenkung der Winde von ihrer geradlinigen Bahn durch die Erdrotation, die Wirbelbildung, als die Windgeschwindigkeit beeinflussende Faktoren ins Spiel. Auf obige Beispiele von Druckdifferenzen dürfte man z. B. die vorstehende Gleichung nicht anwenden.[2])

[1]) Auf das Meeresniveau reduziert. Buchan, Journal Scottish Met. Soc. Vol. II. S. 169.

[2]) Will man auf die herrschende Temperatur und den bestehenden Luftdruck b Rücksicht nehmen, so erhält man (s. frühere Anmerkung)

$$v = \sqrt{2gRT\Delta B : b} = 24\sqrt{T\Delta B : b}$$

Wenn aber sog. Druckstufen, mehr oder minder erhebliche rasche Luftdruckunterschiede auf geringe Entfernungen hin sich einstellen, wie das zuweilen namentlich im Sommer der Fall ist, dann geben die obigen Zahlen eine Vorstellung davon, welche Kraft die dadurch erzeugten Stosswinde (Böen) infolge gegebener Luftdruckunterschiede erlangen können.

Der Luftdruckgradient oder Gradient schlechthin. Aus den vorstehenden Erörterungen ergiebt sich, dass der Quotient $\varDelta B : E$, die Druckdifferenz auf eine gegebene Entfernung, in der Lehre von den Luftströmungen eine bedeutsame Rolle spielt. Da derselbe häufig in Rechnungen eingestellt werden muss, erscheint es zweckmässig, ihm eine feststehende Form zu geben, d. h. die Druckdifferenz stets auf dieselbe Entfernung zu reduzieren. Man ist übereingekommen, als Einheit der Entfernung die Länge eines Grades auf einer Kugel von gleicher Oberfläche wie die Erde zu nehmen, d. i. die Druckdifferenz stets auf 111 km zu reduzieren.[1])

Die Luftdruckdifferenz muss in der Richtung des stärksten Gefälles genommen werden; liegen Linien gleichen Luftdruckes an der Erdoberfläche, die Isobaren, vor, so ist die Luftdruckdifferenz in der Richtung senkrecht auf die Isobaren zu nehmen, denn in dieser Richtung erhält man das Maximum derselben, d. i. die zu den herrschenden Winden in engster Beziehung stehende Luftdruckdifferenz. Diese Luftdruckdifferenz, bezogen auf die gewählte Einheit der Entfernung, nennt man den Gradienten.[2]) Er spielt in der Lehre von den atmosphärischen Bewegungen die gleiche Rolle, wie das Gefälle bei den Bewegungen des Wassers an der Erdoberfläche.

Der schottische Civil-Ingenieur Thomas Stevenson war es, der zuerst diesen wichtigen Begriff, der die Darstellung der atmosphärischen Bewegungen wesentlich vereinfacht und klarer macht, in die Meteorologie eingeführt hat.[3])

M. Möller leitet die obigen Beziehungen zwischen Luftdruckdifferenz und Wind in folgender Weise ab: Denken wir uns eine horizontal liegende Luftsäule von der Länge L und dem Querschnitt F., zwischen deren Enden die Druckdifferenz $\varDelta B$ besteht. Die an dem einen Ende wirksame Kraft ist dann $F\varDelta B$, die Luft, die in Bewegung zu setzen ist, wird repräsentiert durch das Gewicht der Luftsäule vom Volum FL und der Masse $FL\varrho : g$, wenn ϱ das Gewicht pro Kubikmeter. Die Beschleunigung ist dann:

$$\varDelta B \,.\, F : (FL\varrho : g) = \varDelta B g : L\varrho.$$

Bedeutet h die Höhe einer vertikalen Luftsäule von der Dichte ϱ, deren Gewicht pro Flächeneinheit also gleich $h\varrho = \varDelta B$ ist, so erhält man:

$$\text{Beschleunigung gleich } h\varrho g : L\varrho = \frac{h}{L} \cdot g.$$

Dieselbe lässt sich demnach durch die Höhe einer Luftsäule ausdrücken, deren Gewicht dem Überdruck $\varDelta B$ entspricht, und $h : L$ stellt das Gefälle einer schiefen Ebene vor, auf welcher die Beschleunigung ebenso gross ist, wie die durch die Druckdifferenz $\varDelta B$ hervorgerufene Beschleunigung der Luft. (M. Möller, Der Kreislauf der atmosphärischen Luft zwischen hohen und niederen Breiten. Archiv der Deutschen Seewarte. X. 1887. Nr. 3. S. 2—3.)

[1]) Die Länge eines Grades auf einer Kugel von gleicher Oberfläche mit der Erde ist nach dem Besselschen Sphäroid 111167 m, nach dem Clarkeschen 111195. Man nimmt wohl am besten rund 111 km.

[2]) In England bezieht man die Luftdruckdifferenz, ausgedrückt in Hundertel Zollen, auf die Distanz von 60 nautischen Meilen (Seemeilen, deren 60 auf den Grad kommen). Man hat demnach nur die Hundertel Zolle auf Millimeter zu reduzieren und erhält den auf dem Kontinent üblichen Gradienten. Z. B.: 1. Februar 1868 Rochefort 30.16″, Aberdeen 28.40″, Differenz 1.76″, Entfernung 673 Seemeilen, Gradient $(1.76 \times 60) : 673 = 15.7$ (Hundertel Zolle), d. i. 4 mm. Die englischen Gradienten sind demnach als absolute Zahl (ohne Benennung) nahezu viermal grösser.

[3]) Th. Stevenson, On Ascertaining the Intensity of Storms by the Calculation of Barometric Gradients. Paper read at the Gen. Meeting Scottish Met. Soc. June 1867. Journal Sc. Met. Soc. Vol II. pag. 132. Stevenson schlägt hier zum erstenmal vor, die Differenz der Barometerstände (im gleichen Niveau), ausgedrückt in englischen Zollen, dividiert durch die zugehörige Entfernung in nautical miles als numerisches Mass der relativen Intensität der Stürme zu nehmen. „This slope I propose to call the barometric gradient.“

Berechnen wir nun die Gradienten in den zwei vorhin erwahnten Fallen Da die Isobaren im Januar uber England in der Richtung WSW—ENE verlaufen, so steht die Verbindungslinie der Orte Eastbourne — Butt of Lewis nahezu senkrecht auf denselben und das grosste Gefalle betragt deshalb 8·5 mm auf 821 km Wir erhalten daher als durchschnittlichen barometrischen Gradienten uber England im Januar (8 5 × 111) . 821 = 1 15 mm, das ist also einer der grossten mittleren Gradienten, die an der Erdoberflache vorkommen

Für den Orkan vom 24 Januar 1868 zu Edinburgh erhalten wir fur die Nachmittagsstunden 2 und 3 h (er erreichte um diese Zeit das Maximum) als Gradienten (6 9 × 111) 32 2 = 23 8 mm Das ist ein sonst nur in tropischen Wirbelsturmen zuweilen vorkommender Gradient, ausserst selten in hoheren Breiten Auch ist zu bemerken, dass so grosse relative Druckdifferenzen stets nur auf geringe Entfernungen hin auftreten, d h dass eine Druckdifferenz von nahe 24 mm auf einen Abstand von 111 km nur ausserst selten schon vorgekommen sein durfte Durch die Reduktion auf die Distanz von 111 km werden die zwischen benachbarten Orten zuweilen eintretenden Druckdifferenzen 2 und 3 mm, man darf sagen unnaturlich, vergrossert Das ist im Auge zu behalten

Bei dem ausserst heftigen Weststurm am 10 Dezember 1884 um 7 h morgens zu Wien betrug die Luftdruckdifferenz zwischen Ischl und Wien 12 mm (Luftdruck, reduziert auf das Meeresniveau 770 4 Ischl, 758·4 Wien) auf eine Entfernung von 202 km, der Gradient war somit 6 6 mm Entnimmt man aber den Isobarenkarten den grossten Gradienten in der Nahe von Wien, indem man ihn aus den am meisten aneinander gedrängten Isobaren bestimmt, so erhalt man 8·5 mm

Es ist ja wohl zu beachten, und auch Stevenson hat schon darauf aufmerksam gemacht, dass das Luftdruckgefalle auf grossere Entfernungen hin sehr variiert, es giebt da steiler und schwacher geneigte Stellen, wie im Verlaufe eines langeren Flussgerinnes Man begnugt sich meist, und muss sich meist damit begnugen, den mittleren Gradienten anzugeben

Bei dem heftigen Weststurm vom 1 Februar 1868 war der Luftdruck zu Rochefort in Frankreich 766 1 mm, zu Aberdeen in Schottland 721 4 mm. Der Luftdruckunterschied betrug also 44 7 mm auf eine Entfernung von 1246 km Dies giebt einen mittleren Gradienten von 4 mm für diese ganze Strecke Bei den Sturmen vom 14. November 1871 bei New York und 29 September 1872 bei Buffalo war der Gradient 5 1 mm, die gemessene Windstärke ca 21 m.

Ein Luftdruck von 730 mm uber England oder Schottland und gleichzeitig 760 mm am Nordfusse der Alpen (im Meeresniveau) kommt bei den Stürmen des Winterhalbjahres nicht so selten vor Es entspricht dies einem Gradienten von ca 3 mm oder einer Hebung der Flachen gleichen Druckes am Nordfusse der Alpen um 30 × 10 5 = 315 m, d i einem Gefälle derselben von ca 0·3 m auf den Kilometer oder 0·0003. Das ist, wie Renou bemerkt, das Gefalle der Seine bei Paris! Das Luftdruckgefälle bei heftigen Sturmen in unseren Breiten entspricht demnach dem Gefalle des Wassers in sehr schwach stromenden Flussen, also in deren Unterlaufe nahe der Mundung

IV. Einfluss der täglichen Umdrehung der Erde auf die atmosphärischen Bewegungen.

Allgemeines Wenn eine Storung des atmospharischen Gleichgewichtes, wie wir sie S. 412 betrachtet haben, ohne Eintreten anderer Krafte ablaufen kann

(das ist, wie wir sehen werden, in der That in der Nähe des Äquators der Fall), so wird dieselbe rasch wieder behoben sein, wenn die störende Kraft (die lokale Erwärmung) nur vorübergehend wirksam ist. Oben fliesst die durch Wärme gehobene Luft ab, unten strömt sie dem Orte verminderten Druckes zu, und die Flächen gleichen Luftdruckes werden alsbald wieder ihre horizontale Gleichgewichtslage erhalten. Dauert aber die störende Ursache an, dann entwickelt sich ein einfacher atmosphärischer Kreislauf: oben ein radiales Abfliessen der Luft; unten ein radiales Zufliessen, im Zentrum langsame Hebung der Luft auf ein höheres Niveau, unten Luftruhe, wo sich die von allen Seiten zufliessenden Luftströmungen begegnen, an der Peripherie gleichfalls Luftruhe, wo die im Zentrum oben abgeflossene Luft langsam wieder herabkommt. Im Zentrum an der Erdoberfläche niedriger Luftdruck (in der Höhe aber ein Drucküberschuss oberhalb der neutralen Druckfläche), in der Peripherie, am Boden, eine Wulst höheren Luftdruckes. Zwischen den oben vom Zentrum abfliessenden Strömungen und den unten demselben zufliessenden besteht der Unterschied, dass letztere durch Reibung am Erdboden an Geschwindigkeit viel mehr verlieren, als erstere, dass daher in den unteren Schichten ein erheblich grösserer Gradient für gleiche Windgeschwindigkeit erforderlich ist, als in den oberen. Bei (auch mit Rücksicht auf die Seehöhe) gleichen Gradienten sind die oberen Luftströmungen viel lebhafter als die unteren.[1])

Unter dem Einfluss der Erdrotation können aber die von einer Gegend höheren Druckes allseitig abfliessenden, sowie die einer Gegend niedrigen Druckes allseitig zufliessenden Luftmassen nicht mehr direkt dem Gefälle folgen und in geradlinigen Bahnen dem Orte niedrigsten Druckes zuströmen, weil die ablenkende Kraft der Erdrotation sie von ihrer Bahn abdrängt.

Die durch die Luftdruckdifferenz in Bewegung gesetzten Luftmassen suchen in der Richtung des stärksten Gefälles, also in der Richtung des Gradienten, dem Orte niedrigeren Luftdruckes zuzufliessen. Infolge der Drehung der Erde ändert sich aber fortgesetzt die Richtung, in welcher dieser Zielpunkt der Bewegung liegt, während die in Bewegung befindlichen Luftmassen nach dem Gesetze der Trägheit ihre einmal angenommene Richtung beizubehalten streben. Wir beurteilen die Richtung einer Bewegung auf der Erdoberfläche nach dem Winkel, den sie mit dem Meridian oder besser mit der an den Meridian gelegten Tangente einschliesst. Die Richtung dieser Tangente ändert sich aber fortwährend infolge der Erdrotation, sie weist fortwährend gegen andere Punkte des Raumes, während dagegen der bewegte Körper

---

[1]) Numerisch gleiche Gradienten haben noch aus einer anderen einflussreicheren Ursache in den höheren Luftschichten eine andere Bedeutung als in den unteren.

Gleiche Luftdruckdifferenzen haben ja einen verschiedenen mechanischen Effekt, je nachdem sie spezifisch leichtere oder schwerere Luftmassen in Bewegung zu setzen haben. Ihre Wirkung, die durch gleiche Gradienten erzeugte Beschleunigung, ist dem spezifischen Gewicht der Luft umgekehrt proportional. Je kleiner der Luftdruck und je höher die Temperatur, desto kleiner der Gradient, der die gleiche Beschleunigung hervorbringt.

Ein Gradient, der bei 0^0 ($T_0 = 273$) und dem Normaldruck 760 mm die Beschleunigung γ zur Folge hat, ergiebt bei der Temperatur T und dem Barometerstand b die Beschleunigung $\gamma' = \gamma \frac{T B}{T_0 b}$. Z. B.: Auf der bayrischen Hochebene in rund 500 m Seehöhe ist im Juli der mittlere Luftdruck rund 720 mm, die Temperatur 17^0, somit $\gamma' = \gamma \frac{290 \times 760}{273 \times 720} = 1.12\gamma$, also um 12 Proz. grösser als am Meeresniveau bei 0^0. In der Höhe des Sonnblick bei 520 mm Luftdruck und -6^0 (im Jahresmittel) ist $\gamma' = 1.43\,\gamma$, also schon um 43 Proz. grösser. Ein Gradient, der nur 0.7 von jenem an der Erdoberfläche ist, erzeugt in 3100 m die gleiche Beschleunigung.

Auch bei gleichem Luftdruck erzeugt derselbe Gradient am Äquator bei 27^0 Temperatur die Beschleunigung 1.23 gegen jene in hohen Breiten bei -30^0, sie ist also fast um $\frac{1}{4}$ grösser.

Dagegen entsprechen natürlich bei allen Temperaturen und in jeder Höhe gleichen Neigungen (Gefälle) der Flächen gleichen Druckes auch gleiche Beschleunigungen.

seine Richtung im Raume beizubehalten sucht Daraus ergiebt sich eine stetige Anderung des (scheinbaren) Azimuthes des bewegten Korpers Diese Drehung des Azimuthes erfolgt von rechts nach links, wenn die Rotation von links nach rechts erfolgt. Die Grosse der Drehung ist proportional der Winkelgeschwindigkeit der Rotation der Erde und dem Sinus der geographischen Breite Sie ist unabhangig von dem ursprunglichen Azimuth, in dem die Bewegung erfolgt, also gleich gross, ob sich nun der Korper nach N oder E oder nach S oder W bewegt Immer bleibt auf der nordlichen Hemisphare der ursprungliche Zielpunkt der Bewegung auf der linken Seite des bewegten Korpers, letzterer erfährt demnach eine Ablenkung nach rechts (auf der sudlichen Hemisphare ist es umgekehrt. der Zielpunkt bleibt zur Rechten, die Ablenkung erfolgt nach links im Sinne der Richtung des bewegten Korpers)

Foucault hat (1851) durch seinen bekannten Pendelversuch die Gesetze der scheinbaren Ablenkung bewegter Korper auf der sich drehenden Erdoberflache auch direkt sichtbar zu machen gewusst.[1]) Der Ablenkungswinkel nimmt mit der Breite ab und zwar im Verhältnis des Sinus der geographischen Breite, und wird am Aquator Null, die bewegte Luft kann deshalb dort direkt dem Orte niedrigsten Druckes zustromen. Die Tangente an den Meridian, nach welcher wir das Azimuth einer Bewegung beurteilen, bleibt ja am Aquator wahrend der Achsendrehung der Erde stets mit sich parallel, das absolute Azimuth bleibt dort stets gleich dem relativen in Bezug auf den Meridian.

Wenn man sich die Bezeichnung „ablenkende Kraft der Erdrotation“ als Ursache dieser scheinbaren Richtungsanderung des bewegten Korpers gestattet, so ist wohl zu beachten, dass damit durchaus nicht eine neue Energiequelle fur den bewegten Korper verstanden werden darf Die ablenkende Kraft der Erdrotation kann keine Arbeit leisten, die nicht der bewegte Korper auch ohne selbe leisten kann, sie beeinflusst nur die Richtung, nicht aber die Beschleunigung oder die Bewegungsgrosse des Korpers, welcher derselbe unterliegt

Die Bahn, welche ein freier Korper nach einem einmaligen Bewegungsimpuls auf der sich drehenden Erde beschreiben wurde, nennt man die Tragheitsbahn Dieselbe ist schon vielfach Gegenstand von interessanten Untersuchungen gewesen, die aber gegenwartig doch mehr nur mathematisches als meteorologisches Interesse haben [2])

Die Grosse der ablenkenden Kraft der Erdrotation Der erste, der den Einfluss der ablenkenden Kraft der Erdrotation auf die Luftstromungen, wenn auch noch in unvollkommener Form, erkannt hat, war der englische Astronom Hadley (1735) Er grundete diesen Einfluss auf die ungleiche lineare Geschwindigkeit der Punkte der Erdoberflache unter verschiedenen Breitekreisen [3]

[1]) Wir können deshalb auch auf die Lehrbucher der Physik verweisen, in welchen bei diesem Versuc[h] das oben citierte Gesetz der Drehung des Azimuths abgeleitet wird

[2]) A Sprung, Über die Bahnlinien eines freien Teilchens auf der rotierenden Erdoberfläche und dere[n] Bedeutung fur die Meteorologie Wiedemanns Annalen der Physik 1881 Neue Folge B XIV S 128 S auc[h] Met Z. XV 1880 S 1 — F Roth, Die Trägheitsbahn auf der Erdoberfläche Met Z XVI 1881 S 28[.] B XVIII 1883 S 140 B XIX 1884 S 41 u 523 — H Bruns, Trägheitsbahn mit Rücksicht auf Reibung Met Z XVIII S 424 Die Diskussion über die Herkunft des Fohn in der Schweiz in den sechziger Jahre[n] des 19 Jahrhunderts hat die Aufmerksamkeit auf die Bahn eines frei beweglichen Teilchens auf der rotierende[n] Erde hingelenkt, so von Mousson u a Pogg Annalen B 129 1866 S 652

[3]) George Hadley, Concerning the cause of the General Trade-Winds Philosoph Transactions XXXI[X] 1735 pag 58—63 In Facsimiledruck wieder herausgegeben mit Einleitung von Gust Hellmann Neudruck von Schriften und Karten etc Nr 6 Berlin 1896 Asher

Diese Geschwindigkeit nimmt ab mit dem Umfang der Breitekreise, also mit dem Cosinus der geographischen Breite. Die Rotationsgeschwindigkeit am Äquator ist bekanntlich 465 m pro Sekunde von West nach Ost, sie ist unter dem 30. Breitegrad 402·7, unter dem 60. die Hälfte jener am Äquator 232·5 und wird Null am Äquator. Strömt eine Luftmasse vom Äquator gegen den Pol ab, und behält sie ihr Rotationsmoment bei, so wird sie auch unter dem 30. Breitegrad mit 465 m Geschwindigkeit nach E rotieren. In dieser Breite ist aber an der Erdoberfläche diese Geschwindigkeit bloss 403 m, die vom Äquator gekommene Luft muss also eine relative Geschwindigkeit zur Erdoberfläche von 62 m von West nach Ost haben. Wenn die nach N gerichtete Anfangsgeschwindigkeit der Luft etwa 20 m war, so würde diese Komponente der Bewegung mit jener grösseren nach Ost gerichteten einen WSW-Wind von 65 m Geschwindigkeit geben.

Strömt umgekehrt Luft vom 30. Breitegrad mit Erhaltung des Rotationsmomentes dieses Breitekreises zum Äquator, so bleibt sie hinter der Rotation der Erdoberfläche daselbst zurück, die Erde eilt dieser Luft mit einer relativen Geschwindigkeit von 62 m von W nach E entgegen, was einen Ostwind von 62 m geben würde. Ist die gegen den Äquator gerichtete absolute Bewegung 20 m, so ist der Effekt ein ENE-Wind von 65 m Geschwindigkeit. Die meridionalen Luftströmungen erscheinen daher auf der nördlichen Hemisphäre von links nach rechts (im Sinne der Bewegung) abgelenkt, auf der südlichen Hemisphäre umgekehrt von rechts nach links.

Das ist das Hadleysche Prinzip. Ein Körper, der in einer gewissen Breite in relativer Ruhe sich befand und dort die absolute Rotationsgeschwindigkeit dieser Breite, d. i. $R\omega \cos\varphi$, angenommen hat, wird, wenn er einem meridionalen Impuls folgt und dadurch in andere Breiten gelangt, dort mit derselben absoluten Rotationsgeschwindigkeit rotieren, woraus sich dann bestimmte scheinbare Ablenkungen aus der meridionalen Bewegung ergeben. Die vom Äquator abfliessenden Winde erscheinen als westliche Winde, die Zuflüsse gegen den Äquator als Ostwinde.

Hadleys Lehre wurde anfangs wenig beachtet und später vielfach irrtümlich Halley zugeschrieben. Sie bedeutete einen überaus wichtigen Fortschritt in der Erklärung der Luftströmungen, namentlich der Passatwinde.

Bis über die Mitte des 19. Jahrhunderts hinaus hat man die Wirkung der Erdrotation auf die bewegten Körper an ihrer Oberfläche nach diesem Prinzip beurteilt, und zwar in dessen einfachster Form, nur als Wirkung der ungleichen Rotationsgeschwindigkeit der verschiedenen Breiten.

Das Hadleysche Prinzip in dieser Form bedarf nach zwei Richtungen hin einer ganz wesentlichen Ergänzung. Zum ersten scheint es nach demselben, als wenn nur die in meridionaler Richtung verlaufenden Luftströmungen durch die Erdrotation eine Ablenkung erfahren würden, oder nur soweit sie eine derartige Bewegungskomponente haben, während die im Sinne der Breitekreise bewegten Luftmassen, also die West- und Ostwinde, keine Ablenkung erfahren könnten, weil die Rotationsgeschwindigkeit längs derselben konstant bleibt. Diese Ansicht wurde auch in der That noch lange festgehalten, selbst nachdem der Foucaultsche Pendelversuch deren Irrtümlichkeit ganz augenscheinlich nachgewiesen hatte.[1])

Nach dem schon mehr als 20 Jahre seit dem Foucaultschen Pendelversuch verflossen waren, wurde noch in den angesehensten Lehrbüchern der Meteorologie nur die Ablenkung im Sinne des

---

1) Dagegen hat, worauf Wm. M. Davis aufmerksam machte, Charles Tracy schon im Jahre 1843 das Gesetz der Ablenkung der Luftströmungen in allen Azimuthen bereits ausgesprochen. On the rotatory actions of Storms. American Journ. of Science. B. 45. pag. 65. S. auch Met. Z. 1883. S. 176.

Meridians anerkannt, und von den namhaftesten Meteorologen bloss diese zur Erläuterung der Entstehung der atmosphärischen Wirbel herbeigezogen. Auch die Lehrbücher der Physik blieben noch auf diesem Standpunkt (s. z. B. Waltenhofen, Mechanische Physik 1875 S. 79. Tyndall, Wärme. Deutsche Ausgabe 1875 S. 211. Reye, Wirbelstürme 1872 etc.). Man sehe darüber die interessanten Zusammenstellungen bei Sprung, Studien über den Wind. I. Einleitung. (Archiv der Deutschen Seewarte I. 1879.) Wie schwer die richtige Anschauung besonders bei den Geographen Eingang fand, lehrt der in historischer Beziehung noch heute nicht ganz uninteressante Artikel von C. Benoni: Der Einfluss der Achsendrehung der Erde auf das geographische Windsystem. Peterm. Geographische Mitteilungen 1877. S. 93. Benoni zeiht sogar Buft und Ferrel eines mathematischen Irrtums, indem sie auch eine Ablenkung bei Bewegungen längs der Breitekreise annehmen.

Zum zweiten ist die scheinbare Beschleunigung oder scheinbare Retardation, welche die rotierenden Luftmassen bei einer Versetzung in höhere oder niedrigere Breiten erfahren, grösser, als sie der Differenz der Rotationsgeschwindigkeiten entspricht [1]). Bei einer Bewegung gegen die Pole nähern sich die Luftmassen der Erdachse und nach den Gesetzen der Zentralbewegung (dem Prinzipe der Erhaltung der Flächen) muss ihre Rotationsgeschwindigkeit zunehmen und zwar in gleichem Verhältnis, in welchem ihr Abstand von der Erdachse (der Halbmesser des Wirbelringes) abnimmt. Das umgekehrte ist der Fall, wenn Luftmassen von höheren in niedrigere Breiten fliessen und sich dabei von der Rotationsachse entfernen.

Nach diesem Prinzipe ist die westöstliche Geschwindigkeit einer Luftmasse, welche am Äquator relativ ruhend war, also die Rotationsgeschwindigkeit 465 m hatte [2]) und von da ohne Reibung und sonstigen Verlust an Rotationsbewegung in die Breite φ abströmt, wo der Abstand von der Rotationsachse $r = R \cos \varphi$ wird, nicht mehr V, wie dies dem Hadleyschen Prinzip entspricht, sondern sie wächst im Verhältnis von $R : r$, wird also $465 (R : r) = 465 : \cos \varphi$.

Für 30° Breite erhält man $465 : \cos 30^0 = 537$ m. Da die Rotationsgeschwindigkeit unter 30° $465 \cos 30^0 = 403$ m ist, so erlangt die vom Äquator kommende Luftmasse eine relative östliche Geschwindigkeit von 134 m, nach dem Hadleyschen Prinzip wäre dieselbe bloss 62 m [3]).

Nach dem Prinzip der Erhaltung der Rotationsmomente erlangt derart die vom Äquator in höheren Breiten abströmende Luft dort ausserordentliche grosse östliche Komponenten, liefert stürmische Westwinde. In Wirklichkeit verhindert die Reibung, die Mischung der Luftmassen etc., das Zustandekommen so grosser Rotationsgeschwindigkeiten [4]), soweit überhaupt die Kräfte zu solchen Verschiebungen vorhanden sind.

Die Verschiebungen von Luftmassen aus höheren in niedrigere Breiten ergeben viel kleinere relative Windgeschwindigkeiten als umgekehrt [5]).

---

[1]) Dass auch für meridionale Bewegungen das Hadley-Prinzip nicht ganz richtig ist, hat schon Ferrel 1860 gezeigt. S. auch Thiesen, Met. Z. XV. 1880. S. 88, und Sprung, Met. Z. XVI. 1881. S. 62.

[2]) D[illegible] $\frac{2\pi}{86\,164}$ R, R Erdhalbmesser, 86164 Rotationsdauer in Sekunden.

[3]) Allgemeiner ist die Grösse dieser E-Komponente

$$\left(V : \cos \varphi\right) - V \cos \varphi = V\left(\frac{1}{\cos \varphi} - \cos \varphi\right) = \frac{V}{\cos \varphi}\left(1 - \cos \varphi^2\right) = V \operatorname{tang} \varphi \sin \varphi$$

[4]) Über die Frage, wie weit das Prinzip der Erhaltung der Flächen auf die atmosphärischen Bewegungen an der Erdoberfläche überhaupt anwendbar ist, siehe Sprung, Met. Z. XVI. 1881. S. 57. Dann S. 62. Möller, Met. Z. B. XXV. 1890. S. 411 u. 415, ferner B. XXIX. 1894. S. 469. Herrmann u. Möller, Met. Z. B. XXXI. 1896. S. 353. Eine nützliche Tabelle der Differenzen der Rotationsgeschwindigkeiten von Grad zu Grad und der Rotationsmomente $\omega r^2 = \omega R^2 \cos \varphi^2$ hat Schneidemühl berechnet und veröffentlicht in Met. Z. B. XXV. 1890. S. 394, mit Anwendungen.

[5]) Befindet sich eine Luftmasse in der Breite φ im Abstande r von der Rotationsachse in (relativer) Ruhe, so hat sie daselbst die Rotationsgeschwindigkeit $465 \cos \varphi$. Wird sie ohne eine Einbusse derselben an den Äquator versetzt, entfernt sich demnach von der Rotationsachse, so wird ihre Rotationsgeschwindigkeit:

Diese Ausführungen, die zum Teil späteren Untersuchungen vorgreifen, scheinen nötig, um die Bedeutung des Hadleyschen Prinzipes, welches seiner leichtfasslichen Form wegen so leicht Eingang findet, in das rechte Licht zu stellen.

Der richtige Ausdruck für die Grösse der (horizontalen) Ablenkungskraft der Erdrotation auf die bewegten Körper an ihrer Oberfläche ist folgende, wenn mit ω die Winkelgeschwindigkeit der Erde (d. i. $2\pi : 86164$), mit φ die geographische Breite und mit v die lineare Geschwindigkeit des bewegten Körpers bezeichnet wird:

$$\text{Ablenkungskraft} = 2\, v\, \omega \sin \varphi.$$

Die Ablenkungskraft ist dem Sinus der geographischen Breite und der Geschwindigkeit des Körpers, auf welche sie einwirkt, proportional. Sie ist völlig unabhängig von dem Azimuth (der Richtung), in welchem die Bewegung erfolgt. $2\,\omega$ ist eine konstante sehr kleine Grösse 0·000146. Selbst Poisson glaubte deshalb, dass ihre Wirkungen (z. B. auf die Ablenkung der Schwingungsebene des Pendels) unmerklich bleiben würden.[1] Und doch hat diese geringe Ablenkungskraft einen so grossen Einfluss auf den Verlauf der atmosphärischen Bewegungen, dass man ihren Wirkungen gegenüber sogar die wirklich treibenden Kräfte vielfach ganz übersehen konnte.

Die horizontale Komponente der Ablenkungskraft der Erdrotation $2\, v \omega \sin \varphi$ wird auch die zusammengesetzte Zentrifugalkraft genannt. Sie steht auf der Richtung der Bahn des bewegten Körpers senkrecht und wirkt nach rechts auf der nördlichen, nach links auf der südlichen Hemisphäre.[2]

Ausserdem ist noch eine vertikale Komponente der Ablenkungskraft vorhanden, welche der ostwestlichen Geschwindigkeitskomponente der Bewegung proportional ist, also für Bewegungen in meridionaler Richtung verschwindet. Nennen wir die ostwestliche Komponente der Geschwindigkeit v', so ist der Ausdruck für die vertikale Komponente der Ablenkungskraft $2\,\omega v' \cos \varphi$. Ist α das Azimuth der Windrichtung, so ist $v' = v \sin \alpha$. Die vertikale Komponente ist somit positiv, das ist nach oben gerichtet bei Westwinden, negativ bei Ostwinden. Westwinde werden nach oben

---

$$465 \cos \varphi \frac{r}{R}, \qquad \text{oder } 465 \cos \varphi \frac{R \cos \varphi}{R} = 465 \cos \varphi^2.$$

Ist $\varphi = 30^0$, so erhalten wir 349 m als westöstliche Geschwindigkeit, da letztere aber am Äquator 465 ist, würde dies Zurückbleiben einen Ostwind von 116 m Geschwindigkeit machen. Der beim Abfliessen von Luft vom Äquator gegen 30⁰ Breite entstehende Westwind hat dagegen die Geschwindigkeit von 134 m.

[1]) Delaunay (Mechanik. IV. Aufl.) meint, dass sie bei Bewegung der Körper an der Oberfläche der Erde vernachlässigt werden kann, es müsste denn ihre Geschwindigkeit ganz ausserordentlich gross sein!

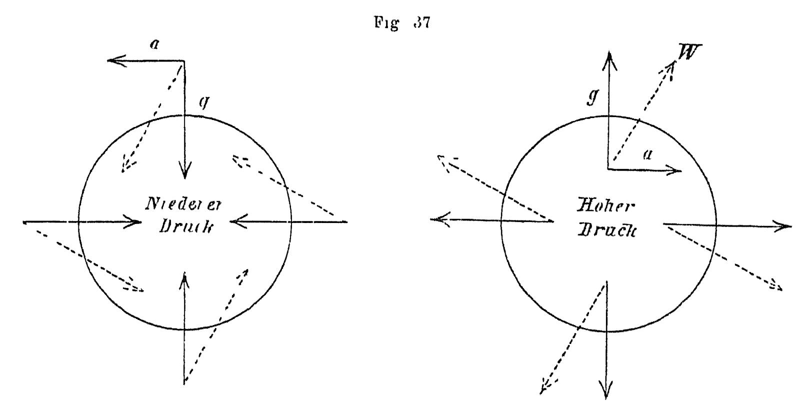
[2]) Die allgemeinste Ableitung der Ablenkungskraft der Erdrotation hat Coriolis schon 1835 gegeben in seinem Theorem der relativen Bewegung, welches in allen Lehrbüchern der analytischen Mechanik zu finden ist, z. B. bei Schell, Duhamel, Delaunay etc. Für die Meteorologie aber wurde dieselbe erst gegeben von Wm. Ferrel, der aber offenbar die von Coriolis abgeleiteten Sätze nicht kannte: The motions of fluids and solids relative the Earths surface comprising applications to the Winds and the Currents of the Ocean. New-York 1860. (Separat-Abdruck aus Math. Monthly. Vol I u. II. 1859.) Ferner in American Journal of Science. 1861. — Meteorological Researches. Washington 1877, 1880, 1882 etc. — Guldberg u. Mohn, Etudes sur les mouvements de l'atmosphere. I. Partie. Christiania 1876. II. Partie. Christiania 1880. Ferner in Zeitschrift für Met. B. XII. 1877. S. 49, 177, 257 u. 273. — J. Finger, Über den Einfluss der Erdrotation etc. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. LXXVI. I. Teil. Juniheft 1877. II. Teil. Sitzungsberichte. B. LXXXI. Maiheft 1880. Referat von Sprung darüber in Met. Z. XVI. 1881. S. 530. — A. Sprung, Studien über den Wind. I. Zur Mechanik der Luftbewegung. Archiv der Deutschen Seewarte. B. II. 1879. Nr. 1. — Derselbe: Lehrbuch der Meteorologie. Hamburg 1885. In diesem Werke findet man alle auf den Gegenstand bezüglichen Lehrsätze in einfachster und zugleich eingehendster Behandlung mathematisch entwickelt. Eine einfache geometrische Ableitung der Sätze von Coriolis hat Nils Ekholm in Met. Z. B. XXIX. 1894. S. 137 gegeben und ihre Anwendung auf die Luftbewegungen gezeigt. — Versuche einer kurzen elementaren Ableitung der Grösse der Ablenkungskraft der Erdrotation haben geliefert: Sprung, Deutsche Met. Z. 1884. B. I. S. 251. — Weihrauch, Met. Z. XX. 1885. S. 102 und XXIII. 1888. S. 81. — W. M. Davis, American Met. Journ. Vol I. April 1885. Met. Z. XVIII. 1883. S. 299 und Roth dazu S. 376. — S. Günther giebt in der Zeitschrift Humboldt 1882 eine populäre Geschichte der Entwickelung der Lehre von der Ablenkungskraft der Erdrotation mit Liste der Autoren.

abgelenkt, also gleichsam vom Boden abgehoben, Ostwinde nach unten, also gegen den Boden gedrückt. Diese vertikale Komponente erreicht ihr Maximum am Äquator, wo sie $2 \omega v'$ wird, an den Polen verschwindet sie. Wegen ihrer vermeintlichen Kleinheit ist diese vertikale Komponente bisher wenig beachtet worden, obgleich sie eine Grösse derselben Ordnung ist, wie die horizontal wirkende Ablenkungskraft. N. Ekholm hat auf ihren möglichen Einfluss auf die Luftströmungen besonders aufmerksam gemacht (Met. Z. 1894. S. 169 etc.)

V. Die Luftzirkulation über abnorm warmen und abnorm kalten Teilen der Erdoberfläche unter dem Einfluss der Erdrotation.

Der vertikale und horizontale Kreislauf der Luft über erwärmten oder erkalteten Teilen der Erdoberfläche, wie wir ihn auf S. 412 u. 413 beschrieben haben, nimmt unter dem Einflusse der ablenkenden Kraft der Erdrotation andere Formen an. Nur am und in nächster Nähe des Äquators kann er so verlaufen, wie er dort dargestellt worden ist. Schon in geringer Entfernung vom Äquator bewirkt der Einfluss der Erdrotation, dass auf der nördlichen Hemisphäre die zentri-

Fig. 37.



Schema der Ablenkungen der Luftströmungen auf der nördlichen Hemisphäre.

petalen, wie die zentrifugalen Luftströmungen nach rechts im Sinne der Bewegung abgelenkt werden, auf der südlichen aber nach links. Die Luftströmungen können deshalb nur in krummlinigen Bahnen, nicht mehr direkt in geradem Verlauf ihre Zielpunkte erreichen. Es entstehen drehende Bewegungen, Luftwirbel, die je nach der Intensität der Bewegungen, der Luftdruckunterschiede auf geringere Entfernungen hin, zu mehr oder weniger vollkommener Entwickelung kommen. Infolge der Erdrotation müssen alle Luftströmungen, ausgenommen am Äquator und wo es sich um relativ kleine Strecken handelt, welche die bewegte Luft zurückzulegen hat, mehr oder weniger die Form von Wirbeln annehmen, was immer für eine Ursache sie in Bewegung gesetzt hat und in Bewegung erhält [1].

Die Bewegungsformen der einem Orte niedrigen Luftdruckes zufliessenden und von einem Orte höheren Druckes abfliessenden Luftmassen ergeben sich aus der vorstehenden einfachen Konstruktion.

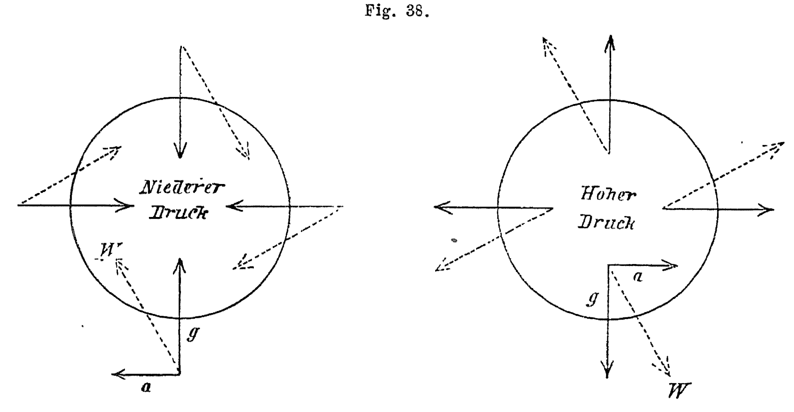
Vermöge des Gradienten würde auf der Nordseite das Luftteilchen den Weg g zurücklegen, also in I einen Südwind, in II einen Nordwind geben. Gleichzeitig

[1] Auch die Kontinuitätsbedingungen, die bei den atmosphärischen Strömungen eingehalten werden müssen, bringen es mit sich, dass die Wirbelbewegung die einzige Form der freien Bewegung ist, in welcher Luftmassen dort eindringen können, wo früher andere Luftmassen waren, und deren Stelle einzunehmen im stande sind.

wird aber die Ablenkungskraft der Erdrotation wirksam und zwar rechtwinklig auf g, sie möge durch a repräsentiert werden ($a = 2\omega\, v \sin\varphi$, wenn v die Windgeschwindigkeit). Das Luftteilchen wird daher der Resultierenden folgen, aus dem Nordwind in I wird ein nordöstlicher, aus dem Südwind in II ein südwestlicher Wind entstehen. Dieselben Ablenkungen erfahren die übrigen ursprünglich dem Gradienten direkt folgenden Luftbewegungen. Das Ergebnis ist eine drehende Bewegung der Luftmassen um den Ort der Gleichgewichtsströmung der Luftdruckverteilung. Wo der Luftdruck unter jenen der Umgebung gesunken ist, also die Luft einem Orte niedrigen Luftdruckes von allen Seiten zufliesst, entwickelt sich eine drehende Bewegung gegen den Uhrzeiger auf der nördlichen Hemisphäre.

Wo aber von einem Orte höheren Luftdruckes die Luft nach allen Seiten hin abfliesst, erfolgt die drehende Bewegung im Sinne des Uhrzeigers. Es ist üblich geworden, die Form der Luftbewegung um einen Ort niedrigen Luftdruckes cyklonal zu nennen, jene um einen Ort höheren Druckes anticyklonal. Erstere

Fig. 38.



Schema der Ablenkungen der Luftströmungen auf der südlichen Hemisphäre.

Benennung ist übertragen worden von den Drehstürmen der Tropen, auf welche die Benennung eines Cyklons („Kreissturm", Wirbelsturm) zuerst Anwendung gefunden hat. Letztere Bezeichnung soll nur den Gegensatz zur Bewegungsform der Luft um die Orte niedrigen Luftdruckes zum Ausdrucke bringen.[1]) Die Intensität der Luftbewegung bleibt bei diesen Bezeichnungen ganz aus dem Spiel, ob kräftig, ganz schwach oder selbst nur angedeutet, nennt man die Luftbewegungen um Orte niedrigen Luftdruckes, oder um Barometerminima (auch Barometerdepressionen genannt), cyklonal, um Orte hohen Druckes oder um Barometermaxima anticyklonal. Da niedriger oder hoher Luftdruck auch über weite Strecken so gleichförmig verteilt sein kann, dass keine wirksamen Luftdruckunterschiede in den Gebieten, die sie einnehmen, entstehen, so ist die Bezeichnung Barometer- (oder Luftdruck-)Minima und -Maxima statt Cyklone und Anticyklone für die Druckverteilung in ihrer Beziehung zu atmosphärischen Störungen die zweckmässigere. Der Luftdruck kann aber auch gelegentlich in einem Barometermaximum tiefer sein, als in einem anderen Falle in

[1]) Francis Galton hat diese Bezeichnung zuerst vorgeschlagen, s. Proc. Met. Soc. London 1863. pag. 385, auch Meteorographica or Method of Maping the weather. London 1863. Wind Charts, they testified to the existence of what I ventured to call „anticyclones".

einem Barometerminimum und doch die entsprechenden Luftbewegungen hervorrufen, denn es handelt sich bei denselben nicht um den Betrag des Luftdruckes an sich, sondern um die Differenzen desselben gegen die Umgebung

Die Luftbewegung uber einer Erdstelle, die abnorm erwarmt ist, wo also der Luftdruck unten sinkt, oben steigt, ist unten cyklonal, oberhalb eines gewissen Niveaus, der neutralen Flache, aber anticyklonal Dagegen ist die Luftbewegung uber einem Orte der (unten) kalter ist als die Umgebung, wo also der Luftdruck unten steigt, oben sinkt, unten anticyklonal, oben cyklonal

Auf der sudlichen Halbkugel ist der Sinn der Drehung der bewegten Luft um die Barometerminima und -Maxima der umgekehrte von jenem auf der nordlichen Halbkugel, weil die Ablenkung der Bewegung nach links erfolgt Dies zeigt die vorstehende Fig 38 im Vergleich mit der Fig 37

Die Luftbewegungen um ein Barometerminimum, also die cyklonalen Bewegungen, erfolgen auf der sudlichen Halbkugel im Sinne eines Uhrzeigers, die Luftbewegungen um ein Barometermaximum aber, oder die anticyklonalen Luftbewegungen, erfolgen gegen den Uhrzeiger, wie die Fig 38 zeigt.

Wir finden daher in der Umgebung der Barometerminima und -Maxima im allgemeinen folgende Windrichtungen

Quadrant	E	S	W	N	E	S	W	N
	Barometerminimum				Barometermaximum			
	Nordliche Halbkugel							
Wind	SE	SW	NW	NE	NW	NE	SE	SW
	Sudliche Halbkugel							
Wind	NE	SE	SW	NW	SW	NW	NE	SE

In anderer Darstellung Liegt (auf der nordlichen Halbkugel) der Ort niedrigen Luftdruckes im Westen eines Ortes, so herrschen an demselben SE- und S-Winde, liegt er im Norden, so wehen SW- und W-Winde, befindet er sich im Osten, so herrschen NW- und N-Winde, und lagert er in sudlicher Richtung, so wehen NE- und E-Winde

Daraus und aus einer Betrachtung der Fig 37 u. 38 wird man ohne Muhe finden, dass folgender Satz als der allgemeinste Ausdruck fur die Beziehungen zwischen Luftdruckverteilung und Windrichtung aufgestellt werden kann.

Auf der nordlichen Halbkugel hat ein Beobachter, der den Wind im Rucken hat, den Ort niedrigen Luftdruckes stets zu seiner Linken, auf der sudlichen Halbkugel aber zu seiner Rechten

Dies ist das sogenannte barische Windgesetz, meist auch das Gesetz von Buys Ballot genannt, da es von diesem ausgezeichneten niederlandischen Meteorologen zuerst in klarer Form ausgesprochen und in Zusammenhang mit den Witterungserscheinungen gebracht worden ist, wodurch er selbem allgemein Eingang verschafft hat Doch ist dieser Satz auch schon fruher von mehreren Seiten erkannt und ausgesprochen worden.[1])

---

[1]) Der Amerikaner Coffin bemerkt schon 1853 in seinem Werke „Winds of the Globe", dass die vorherrschenden Winde den niedrigen Luftdruck zu ihrer Linken haben Doch hat dies keinen weiteren Einfluss auf die Entwickelung der Meteorologie gehabt Buys Ballot hat den nach ihm genannten Satz zuerst in den Comptes rendus der Pariser Akademie, Nov 1857, veroffentlicht, die Begrundung (aber nach dem Hadleyschen Prinzip, indem er bloss die Nord- und Südwinde eine Ablenkung erfahren lasst) erst später (1860) gegeben

Die Beziehungen zwischen Windrichtung und Richtung des Gradienten, sowie jene zwischen Windstärke und Grösse des letzteren werden in einem späteren Kapitel noch eingehender behandelt werden müssen. Für die Erklärung mittlerer Windverhältnisse und ihrer täglichen und jährlichen Periode unter dem Einflusse der im Laufe eines Tages oder eines Jahres auftretenden Temperaturunterschiede zwischen benachbarten Teilen der Erdoberfläche sind die im vorstehenden dargelegten Sätze zunächst ausreichend.

Viertes Kapitel.

Anwendung der gewonnenen Sätze zur Erklärung verschiedener lokaler Windsysteme.

I. Konvektionsströmungen mit einer täglichen Periode.

A. Land- und Seewinde. Einer der einfachsten unter den Fällen, in welchen die oben geschilderte vertikale und horizontale Luftzirkulation über verschieden erwärmten benachbarten Teilen der Erdoberfläche zur Beobachtung gelangt, ist der bekannte Wechsel zwischen den Land- und Seewinden an den Küsten im Laufe eines Tages. Die Erscheinung selbst ist kurz folgende:

„Die Bewohner der Seeküste in tropischen Klimaten erwarten jeden Morgen mit Ungeduld die Ankunft der Seebrise. Dieselbe setzt gewöhnlich ein gegen 10^h vormittags. Mit ihrer Ankunft schwindet die drückende Schwüle des Morgens und eine erquickende Frische der Luft scheint allen neues Leben und Lust zu ihren täglichen Arbeiten zu geben. Um Sonnenuntergang tritt abermals Windstille ein. Die Seebrise hat aufgehört und in kurzem setzt nun die Landbrise ein. Dieser Wechsel von Land- und Seewind, ein Wind von der See bei Tag und vom Lande bei Nacht, ist so regelmässig in den tropischen Gegenden, dass man ihm mit gleicher Zuversicht entgegen sieht, wie dem Auf- und Untergang der Sonne.“[1])

Die Land- und Seewinde sind in niedrigeren Breiten, wo ein eigentlicher Winter fehlt, eine das ganze Jahr hindurch auftretende Erscheinung, in höheren

---

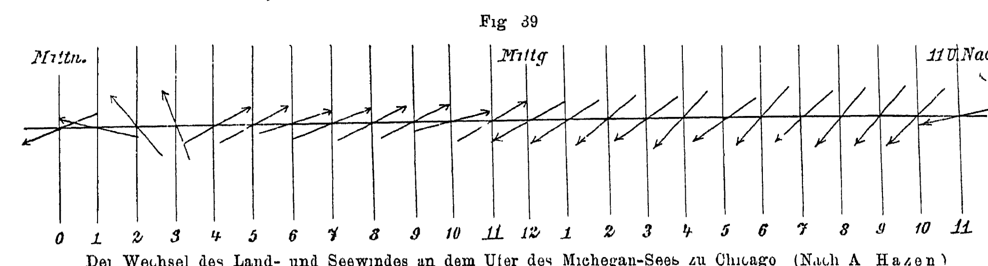
Ferrel sagt selbst, dass er keinen Anspruch darauf mache, der Entdecker des barischen Windgesetzes zu sein, wohl aber, dass er als der Erste die richtige Begründung desselben gegeben habe. (Mathem. Monthly. 1858. 1859.) Näheres darüber s. Zeitschrift f. Met. 1885. B. XX. S. 94 u. 187, ferner B. III. 1868. Buys Ballot, Das Aëroklinoskop. S. 428 etc. Auch A. Erman hat schon 1853 die Beziehung zwischen der Neigung der Niveauflächen der Atmosphäre und der Windrichtung erkannt, sowie die Ablenkung des Windes nach rechts von der Richtung des Gefälles. Pogg. Annalen. B. 88. 1853. S. 415. Er weist aus den Beobachtungen diese Beziehungen nach, ohne sie aber weiter zu verfolgen, da bei dem damaligen Stande der Meteorologie eine Anregung dazu fehlte. Zu einem gleichen Resultat kam später auch Dippe, der aber die Beziehung zwischen Windrichtung und Richtung des grössten Druckgefälles schon bestimmter ausdrückte und die Abweichung im Mittel 60° nach rechts fand. Dippe, Über Ungleichheiten des Barometerstandes an benachbarten Orten und deren Abhängigkeit von der Richtung und Stärke des Windes. Beiträge zur Statistik von Mecklenburg. B. II. Heft 2. Schwerin 1861. Siehe Köppen in Zeitschrift f. Met. B. XIII. 1878. S. 374. — Von Interesse ist auch die Notiz von R. H. Scott, dass ein englischer Schiffsarzt, W. H. B. Webster, schon 1834 in klarer Weise die Barometerdifferenzen als Ursache der terrestrischen Winde erkannt hat, und ebenso 1857 die Beziehung zwischen der Grösse der Luftdruckdifferenz zwischen London und den Shetlands-Inseln und der gleichzeitig herrschenden Stärke der Westwinde. Quart. Journ. R. Met. Soc. Vol XI. pag. 251.

[1]) M. F. Maury, The Physical Geography of the Sea and its Meteorology. 15. Edition. London 1874. Chapter VI. pag. 133—145. Vortreffliche Beschreibung der Land- und Seewinde und ihrer Wirkungen. Die klassische Beschreibung derselben von Kapt. Dampier in den „Voyages“ (London 1705) findet man reproduziert in American Met. Journal. Vol IV. pag. 60.

Breiten kommen sie fast nur in der wärmeren Jahreszeit zur Entwickelung [1]) Auch an den Ufern grosserer Seen treten diese periodischen Winde ein, z B. am Genfer See, wo am Nordufer (bei Morges) der Landwind Morget, der Seewind Rebat heisst [2])

Die tagliche Anderung der Windrichtung zu Chicago an dem SW-Ufer des Michigan-Sees stellt das folgende Diagramm dar Die Pfeile geben die mittlere Windrichtung (nach anemometrischen Aufzeichnungen) fur jede Tagesstunde an im Mittel der Monate Juni bis September 1882 (also fur den Sommer) Um 11^h vormittags weht noch der Landwind, um Mittag wird er von dem Seewinde abgelost, der bis 10^h abends anhalt [3])

Fig 39



Der Wechsel des Land- und Seewindes an dem Ufer des Michegan-Sees zu Chicago (Nach A Hazen)

Die Richtung der Land- und Seewinde ist im allgemeinen ziemlich senkrecht zu dem Verlaufe der Kuste, folgt also wohl nahezu der Richtung des lokalen Gradienten Sowie aber in ihrem Verlaufe die Luft, die sie speist, von weiter herkommt, tritt die Ablenkungskraft der Erdrotation ins Spiel und sie werden (auf der nordlichen Halbkugel) nach rechts abgelenkt Ein Seewind, der morgens bei Beginn aus E rechtwinklig zur Kuste weht, dreht sich bis gegen Abend nach Sud, der entsprechende Landwind, der abends aus W einsetzt, dreht sich in der Nacht nach N Diese periodischen Winde drehen sich also im Laufe des Tages mit der Sonne [4])

Die Seebrise wird an tiefer gelegenen Orten fruher gefuhlt als an hoher gelegenen

---

[1]) F W Stow hat dem Eintreten der Seebrise im Sommerhalbjahr an der NE-Kuste von Yorkshire besondere Aufmerksamkeit geschenkt In den Sommerhalbjahren 1870 und 1871 gab es 82 schone Tage, und an 54 derselben (66 Proz) trat die Seebrise unzweifelhaft ein Die Landbrise konnte nur in 27 Fallen beobachtet werden Die mittlere grösste Temperaturdifferenz (am Nachmittage) zwischen Luft und Wasser betrug an diesen Tagen rund 8° C Quart Journ R Met Soc I pag 208

[2]) F A Forel, Le Léman Tome I 1892 S 307 Der Landwind herrscht von Sonnenuntergang (5—7h abends) bis zur Mitte des Vormittags (7—9 h a m), der Seewind von 10 h a bis 4 h p Derselbe ist schwächer als der Landwind Sehr bemerkenswert für die Theorie ist, dass, wie Forel besonders hervorhebt, die Beobachtungen ergeben, dass der Landwind nicht an der Küste, sondern landeinwärts zuerst auftritt und sich gegen den See hin fortpflanzt Umgekehrt entsteht der Seewind draussen uber dem See und pflanzt sich gegen das Ufer fort Forel nennt deshalb diese taglichen Brisen „vents de refoulement (et non vents d'appel)"

[3]) A Hazen, The climate of Chicago Washington 1893 pag 26 etc

[4]) Diese Drehung des Windes mit der Sonne innerhalb 24 Stunden zeigen sehr schon die Resultate der anemometrischen Aufzeichnungen zu Lesina (Hann, Der tägliche und jahrliche Gang der Windgeschwindigkeit und Windrichtung auf der Insel Lesina Annalen der Hydrographie XVI 1888 S 289, auch zum Teil in Met Z B XXIV 1889 S 25) An der Küste von Massachusetts nennen die Fischer die Seebrise „round about", weil sich der Wind dabei rings um den Horizont dreht, morgens leichter W, dann NW, 10 oder 10½ h a m leichte NE-Brise an der Küste, gegen Mittag setzt die eigentliche Seebrise aus E ein, sie dreht sich dann nach SE, 5—6 h p wird sie schwach Nach einer Stille kommt ein Windzug aus S oder SW, an Starke zunehmend weht der SW als mässige Brise bis 7—8 h p, um 9—10 h dreht sich dieselbe nach WSW und bis Mitternacht nach W (C Appleton, The Sea Breeze at Cohasset American Met Journ Vol IX pag 131)

Die eingehendsten Untersuchungen über den Eintritt und Verlauf der Land- und Seewinde sind von der Neu-England meteorologischen Gesellschaft veranstaltet worden im Sommer 1887. Der Bericht über die Ergebnisse derselben ist einer der wertvollsten Beiträge zu diesem Kapitel der Meteorologie.[1])

Der Seewind macht sich hier wie überall zuerst auf dem Meere geltend und arbeitet sich allmählich gegen die Küste hin fort. Er erreicht dieselbe an ruhigen warmen Morgen um 8^h, meist aber erst um 9^h oder 10^h, zuweilen selbst erst mittags. Die Seebrise dringt mit einer Geschwindigkeit von kaum 1 m pro Sekunde landeinwärts vor, während die Windstärke selbst viel grösser ist, 4—7 m, wenn sie ihre volle Höhe erreicht hat. Die Luft muss demnach in Front des vordringenden Seewindes aufsteigen.[2]) Der Seewind dringt nicht weit in das Land ein, seine Herrschaft erstreckt sich bloss über einen Küstensaum von 20—40 km und seine Dauer wird landeinwärts immer kürzer, sodass sich selbe an der Grenze des Vordringens bloss auf einige Minuten erstreckt. Bei Boston liegt im Mittel um 1^h die Grenze der Seebrise 16 km von der Küste, um 4^h $22\frac{1}{2}$ km. Mit dem Vordringen landeinwärts nehmen die Eigenschaften des Seewindes, seine Kühle, Frische und Luftfeuchtigkeit, immer mehr ab, immer aber weist die Seebrise, auch wenn sie sich erwärmt hat, den Meeresduft auf. An der Küste selbst ist der Seewind so kühl, dass er dem normalen Ansteigen der Temperatur Einhalt thut.[3])

O. Krümmel bestätigt nach seinen Beobachtungen an der Küste bei Para, dass hier (wie zu Saigun, Rangun, Kamerun) die Seebrise besonders kräftig auftritt, wenn sie gleichzeitig mit der Flut einsetzt. Die Hebung der isobarischen Flächen über der See gegen das Land hin durch die Flutwelle genügt zur Erklärung dieser bemerkenswerten Erscheinung.[4])

Die Eigenschaften des Seewindes, Erniedrigung der Temperatur und Zunahme der Luftfeuchtigkeit, treten vielleicht nirgends so drastisch in Erscheinung wie an der Küste von Senegambien, die im Winter regenlos und trocken und bei Tage sehr heiss ist. Der französischen Expedition zur Beobachtung einer Sonnenfinsternis (April 1893) verdanken wir darüber höchst interessante Beobachtungen, namentlich, da dieselbe mit registrierenden Instrumenten ausgerüstet war.

In der Nacht und am Morgen weht der NE-Wind aus dem Innern des Landes und bringt anfangs frische Luft. Sowie aber die Sonne den Boden erwärmt, steigt die Temperatur rasch, so dass, wenn der Eintritt der Seebrise sich bis 2 oder 3 h p verzögert, das Thermometer auf 40° steigen kann; tritt aber der Seewind schon vor Mittag ein, so überschreitet das Temperaturmaximum nicht 28—30°. Das Herankommen der Seebrise vom offenen Ozean her kündet sich dadurch an, dass dieselbe die Orientierung der Wellenzüge und damit die Färbung des Meeres ändert. Die dunkelblaue

---

[1]) An Investigation of the sea breeze. Annals of the Astr. Observ. Harvard College. Vol XXI. P. II. Cambridge 1890.

[2]) An den Küsten der Tropen sind damit häufig Gewitterbildungen verbunden. — Interessant sind die Beobachtungen von C. Appleton über die scharfe Begrenzung der See- und Landbrise an der Küste von Massachusetts, welche durch eine kartographische Skizze erläutert wird. (American Met. Journ. Vol IX.) Zuweilen begegnen sich ein heisser Landwind aus SW und die kühle Seebrise. Die Trennungslinie zwischen beiden ist scharf und bestimmt und erhält sich zuweilen stundenlang. Auf der einen Seite hat man die kräftige frische Seebrise, welche Wellenzüge mit Schaumkämmen vor sich hertreibt, auf der anderen daneben, scharf abgegrenzt, die heisse Landluft aus SW, und die Trennungslinie beharrt für Stunden an der gleichen Stelle.

[3]) Zu Manchester an der Neu-Englandküste, das dem Seewind besonders ausgesetzt ist, zeigen sich im Sommer zwei Temperaturmaxima, das eine vor dem Eintritt desselben, das andere nach dessen Abflauen. Dasselbe ist der Fall an der Küste von Senegambien nach Bijourdan (s. S. 431).

Im Staate New Jersey dringt die Seebrise durchschnittlich kaum 16 km in das Land ein, aber diese Grenze ist sehr verschieden je nach der Richtung der Küstenlinie und der Bodengestalt. Wald hält die Seebrise auf, Fehlen von Hügeln begünstigt ihr Eindringen. Bei langanhaltendem trockenen Wetter erweitert sich ihr Bereich beträchtlich, es verspätet sich aber dabei ihr Eintreten. Zu sehr trockenen Zeiten und im Frühlinge zuweilen ist die eigentümliche feuchte erfrischende Seeluft bis über 30 km landeinwärts zu spüren und gelegentlich streicht sie über den ganzen Staat. Sie kommt aber an dieser Grenze später (etwa 4 h p m) und nur ausnahmsweise an. Climatology of New Jersey by J. Smock. Trenton 1888.

[4]) Geophysikalische Beobachtungen der Plankton-Expedition. Kiel und Leipzig. 1893.

Trennungslinie kann man bis auf eine Distanz von 2—3 km deutlich sehen Es dauert ofter eine halbe Stunde, bis die Brise die Kuste erreicht, und das giebt demnach eine Geschwindigkeit des Fortschreitens der Seebrise von 6 km pro Stunde Die Temperaturabnahme beim Eintritt des Seewindes an der Kuste ist ausserordentlich rasch, so rasch, dass die registrierenden Thermometer derselben nicht folgen konnen und anfanglich um mehrere Grade hinter derselben zuruckbleiben Die Feuchtigkeit steigt ebenso rasch, als die Temperatur sinkt

Im Mittel von 15 allerdings extremen Fallen zwischen dem 5 Januar und 14 April erhalt man folgende Daten uber die Eigenschaften des Seewindes an der Kuste von Senegambien

	Temperatur				Relative Feuchtigkeit in Prozent				Sprung der	
	vor Beginn	während der 3 folgenden Stunden			vor Beginn	während der 3 folgenden Stunden			Temperatur	Feuchtigkeit
Zeit im Mittel	1 p	2	3	4	1 p	2	3	4	—	—
Temp u Feuchtigk	34 2	25 3	24 6	24 3	12	56	56	55	9°	44 Proz

In manchen Fallen sinkt die Temperatur sogleich um 12—13°, dann bleibt sie konstant oder nimmt sogar wieder etwas zu [1])

Die folgende Reproduktion[2]) der Aufzeichnungen der Registrierinstrumente fur Feuchtigkeit, Temperatur und Luftdruck vom 21 bis 25 Marz 1893 in Fig 40 zeigt am besten den merkwurdigen Gang der beiden ersteren Elemente unter dem Einfluss des Seewindes, wahrend das Barometer davon unberuhrt bleibt und seine normalen Doppelwellen Tag fur Tag gleichmassig liefert Die Temperatur steigt ausserordentlich rasch bis zum Eintritt des Seewindes und gleichzeitig sinkt die Feuchtigkeit Die Anderung dieser beiden Elemente zeigt den scharfsten Gegensatz

Machtigkeit der Seebrise Bei Ballonfahrten an einer Kuste hat man schon ofter die Erfahrung gemacht, dass die Seebrise sich nur bis zu einer gewissen nicht betrachtlichen Hohe hinauf erstreckt Daruber weht der Wind vom Lande gegen die See hinaus Am unangenehmsten hat dies ein Luftschiffer in Madras erfahren, der erwartete, von dem Seewind landeinwarts getragen zu werden, aber bald in die obere Stromung geriet und auf das Meer hinaus getrieben wurde [3]) Tissandier wurde mehrmals an der franzosischen Kuste in der Hohe von einem NW auf den Kanal hinausgetrieben, konnte aber, indem er den Ballon 400 m senkte, mit dem unteren Seewind wieder das Land erreichen

Die Hohe der Seebrise bei Toulon wurde am 16 und 18. Oktober 1893 nachmittags bei Ballonfahrten zu rund 500 m gefunden, daruber wehte der Wind auf das Meer hinaus [4])

Im August 1879 wurden auf Coney Island bei New-York spezielle Untersuchungen uber die Hohe der Seebrise mittelst Fesselballon angestellt [5]) Es ergab sich, dass dieselbe im Mittel bis zu 150—200 m reichte, von 240 bis gegen 400 m war der Wind stets von NW, unten zwischen SE bis SW

Die Temperatur zeigte oben zwischen 120 und 150 m, wo der Landwind wehte, eine geringe Zunahme oder doch keine Abnahme.

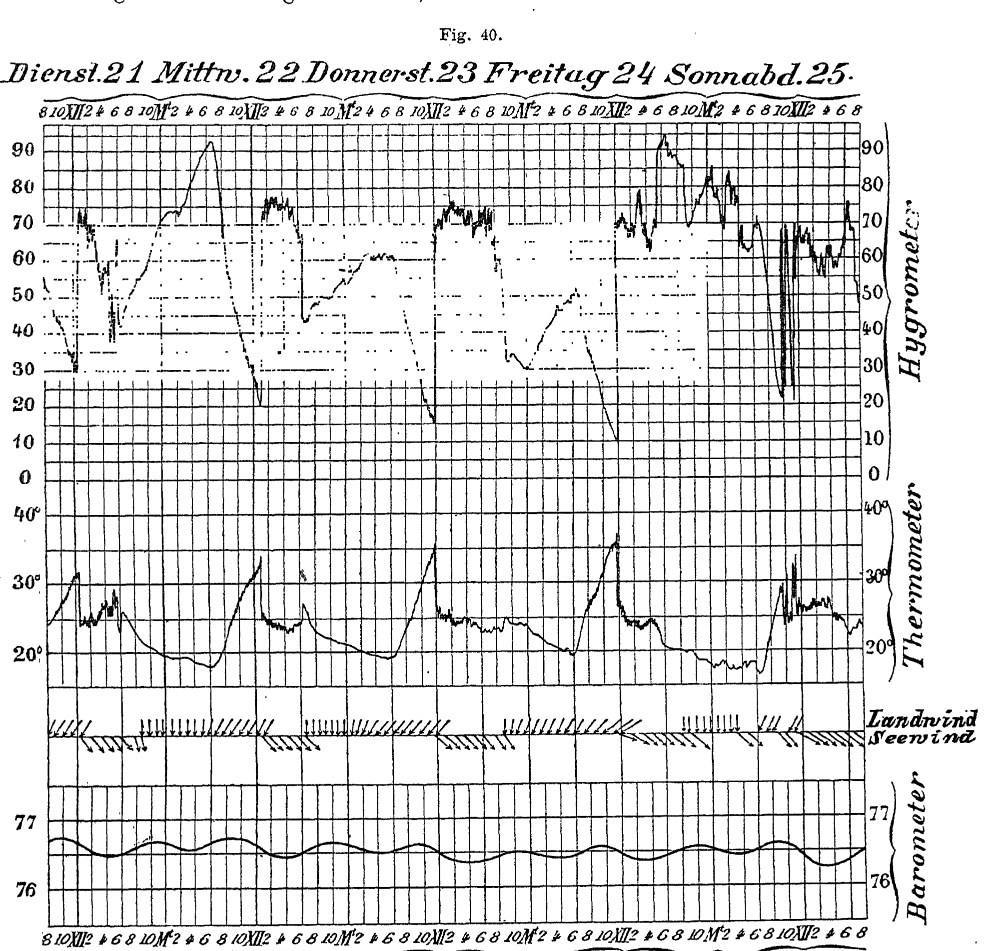
Hierher gehort auch die Beobachtung von L v Buch auf Teneriffa Bei Laguna (510 m, auf einem Landrucken gelegen) herrscht im Sommer NW. Etwas tiefer am Abhange steht eine Windmuhle, deren Flugel stets gegen NW gedreht sind. Unterhalb auf dem Wege nach S Cruz in ca 300 m steht eine andere Windmuhle mit den Flügeln bestandig gegen Sud, denn bis dahin reicht noch der Seewind, und beide Muhlen sind gewohnlich gleichzeitig im Gange.[6])

Der Landwind scheint durchschnittlich viel schwacher aufzutreten als der Seewind. Ferrel erklart die grossere Stärke des Seewindes gegenuber dem Land-

[1]) Bijourdan in Comptes rendus Tom CXVIII pag 1201 und Met Z B XXXIV 1899 S 373
[2]) Aus den Annales du Bureau des Longitudes Tom V Paris 1897
[3]) Nach Kapt Toynbee bei Laughton, Quart Journ I pag 205
[4]) Siehe Annalen der Hydrographie B XXII 1894 S 313, Mit Skizze der Bahn des Ballons
[5]) Sherman in American Journ of Science. Vol XIX pag 300 Zeitschrift f Met XV 1880 S 446
[6]) Physikalische Beschreibung der Kanarischen Inseln Berlin 1825 S 15

winde dadurch, dass das Land auch im Tagesmittel (in den Tropen das ganze Jahr, bei uns bloss im Sommer) wärmer bleibt als das Meer, der Temperaturgradient, der bei Nacht den Landwind erzeugt, deshalb kleiner ist als jener bei Tage, dem der Seewind seine Entstehung verdankt. Sicherlich ist aber auch der viel grössere Reibungswiderstand, den der Landwind in den unteren Schichten

Fig. 40.



Täglicher Gang der Luftfeuchtigkeit, der Temperatur, der Windrichtung und des Luftdruckes an der Küste von Senegambien. Nach Autographenzeichnungen im März 1893. (Nach Annales du Bureau des Longitudes. T. V.)

zu überwinden hat, bei dieser Schwächung wesentlich beteiligt, während der Seewind über die glatte Oberfläche der See mit geringem Verlust an Geschwindigkeit herkommt. Dazu tritt noch die Verstärkung aller Winde bei Tage über dem Lande, die dem Seewind, nicht aber dem Landwind zu Gute kommt.

Erklärung der Land- nnd Seewinde. Man wird aus den vorstehenden Beschreibungen des Auftretens der See- und Landwinde sogleich erkennen, dass sie

vollkommen mit dem Schema der Luftzirkulation übereinstimmen, das wir S 412 aufgestellt haben. Und damit ist auch ihre Erklarung gegeben

Das Land erwarmt sich bei Tag rascher und starker als das Meer Die Luft uber dem Lande nimmt bald eine hohere Temperatur an, als jene uber dem Meere, wo die tagliche Warmeschwankung kaum 2—3° betragt, wahrend sie uber dem Lande 8—10° und noch mehr erreicht Der Luftdruck steigt in der Hohe uber dem Lande, wahrend dies uber dem Meere kaum uberhaupt der Fall ist Deshalb beginnt zuerst die Luft uber dem Lande in der Hohe gegen das Meer hin abzufliessen, es steigt infolgedessen vom Morgen an der Luftdruck uber der Meeresflache, wahrend er uber dem Lande sinkt Dies hat zur Folge, dass nun auch unten eine Luftstromung eintritt und zwar von der See gegen das Land, der Seewind Bei Nacht verhalt es sich umgekehrt, das Land und die Luft daruber erkalten rascher und starker als das Meer und die Seeluft Deshalb kehrt sich nun der Vorgang um Die Luft in der Hohe fliesst gegen das Land und steigert dort den Luftdruck, wahrend derselbe uber dem Meere zu sinken beginnt Infolgedessen entsteht unten eine Luftstromung vom Lande gegen das Meer, der Landwind In den Morgen- und Abendstunden, zwischen den Brisen, tritt ein Gleichgewichtszustand und damit Windstille ein

Man hat sich nach dem Vorstehenden den Seewind nicht als einen Aspirationswind (vent d'appel) zu denken, direkt durch die Erwarmung der Kuste herbeigezogen, denn in diesem Falle musste er zuerst an der Kuste beginnen und sich seewarts fortpflanzen, was nicht der Fall ist Er beginnt ja zuerst draussen und „arbeitet“ sich gegen die Kuste Seine Ursprungsstatte liegt in der That draussen uber der See, wohin die Landluft bei Nacht in der Hohe abfliesst und dadurch den Luftdruck steigen macht Die an sich sehr geringe Druckdifferenz gegen das Land hin vermag zuerst bloss die Luft uber der glatten Meeresoberflache in Bewegung zu setzen, wahrend uber dem rauhen Lande die Reibung zu stark ist und die eintretende Bewegung vorerst noch hemmt Erst wenn daselbst die starkere Erwarmung das geringe Druckgefalle noch gesteigert hat, vermag die Seeluft auch in das Land hinein einzudringen, wobei sie von der aufsteigenden Luftbewegung uber dem Lande unterstutzt wird

Wenn die vorstehende Erklärung der Land- und Seewinde richtig ist, so muss der Luftdruck uber der See bei Nacht und noch bis zum Vormittag starker fallen als uber dem Lande, umgekehrt bei Tag uber dem Lande starker fallen als uber der Wasserfläche, wohin die Luft in der Hohe vom Lande abfliesst Der Luftdruckunterschied, Wasser — Land, muss bei Tag positiv, bei Nacht negativ sein Das zeigen uns auch in der That die Beobachtungen uber den taglichen Gang des Barometers auf dem Meere und an der Kuste gegenuber jenem uber dem Lande

H Blanford hat zuerst einen Nachweis dafur gebracht Gleichzeitige Schiffsbeobachtungen im Januar in der Gegend der Mundung des Hugly ausserhalb der Sandheads, ca 150 km von der Kuste, und zu Calcutta ergaben fur die Zeiten der Barometermaxima und -Minima folgende Abweichungen des Luftdruckes von dem Tagesmittel

Phase	Morgen-minimum	Vormittags-maximum	Nachmittags-minimum	Abend-maximum
Stunde	4h am	10h am	4h pm	10h pm
Sandheads (Meer)	— 1 1	+ 0 9	— 0 4	+ 0 6 mm
Calcutta (Land)	— 0 6	+ 2 0	— 1 3	+ 0 3 „
Meer — Land	— 0 5	— 1 1	+ 0 9	+ 0 3 „

Obgleich der Januar ein Monat ist, in dem die Land- und Seewinde noch schwach sind, ist doch der Unterschied des Ganges des Barometers uber dem Lande und uber dem benachbarten Meere sehr auffallend und genau in dem Sinne, wie ihn die obige Theorie der Entstehung der Land- und Seewinde voraussetzt [1]) Fred Chambers zeigte spater, dass auch noch in England unter 52° Breite zwischen den Kusten- und Inlandstationen im taglichen Gange des Luftdruckes derselbe Unterschied besteht, wenn derselbe auch naturlich kleiner ist [2]) Da in diesen Breiten die Grosse der taglichen periodischen Variation schon ziemlich klein ist, so wird an den Kustenstationen das Nachmittagsminimum des Luftdruckes durch den Zufluss von Luft in der Hohe vom Lande her so weit unterdruckt, dass das Barometer gar nicht mehr unter das Tagesmittel fallt Wie schon S 181 gezeigt wurde, giebt ein gutes Beispiel dafur Valentia, an der Westkuste von Irland (51 9° N) auf einer kleinen Insel gelegen Kew bei London (51 5° N) dagegen hat ein relativ tiefes Nachmittagsminimum, dagegen ein sehr kleines nächtliches Minimum

Luftdruckunterschiede zwischen Kuste und Land im Juni (Hundertel-Millimeter)

	Mttn	2	4	6	8	10	Mttg	2	4	6	8	10
Valentia-Kew	—11	—19	—38	—45	—40	—15	13	36	48	44	23	5

[1]) Henry F Blanford, Luftdruckdifferenzen beim Wechsel der Land- und Seewinde Zeitschrift fur Met XII 1877 S 129 Da die mittlere Luftdruckdifferenz Calcutta-Leuchtschiff Saugor Island (ausserhalb der Mundung des Hugly) im Januar nach den Beobachtungen gleich Null ist, so entsprechen obige Differenzen fast vollig den aktiven Luftdruckunterschieden

[2]) Quart Journ R Met Sec V S. 133

Bei Nacht ist der Luftdruck an der Küste niedriger, bei Tag über dem Lande, wie dies zum Entstehen der Land- und Seewinde notwendig ist.

Der tägliche Gang des Barometers auf der Insel Pelagosa, in der Mitte der Adria, verglichen mit jenem zu Rom zeigt dasselbe Verhältnis:

Mttn.	2	4	6	8	10	Mttg.	2	4	6	8	10
Pelagosa — Rom (Meer — Land). Sommer (Hundertel-Millimeter).											
—25	—31	—33	—29	—13	19	47	44	33	10	—6	—16

Die oben vorgetragene Theorie der Entstehung der Land- und Seewinde ist durch diese Ergebnisse stündlicher Luftdruckaufzeichnungen wohl zur Evidenz als richtig nachgewiesen, wenn wir auch die numerische Grösse der Gradienten, welche den Land- und den Seewind in Bewegung setzen, wegen Mangels passend gelegener Beobachtungsorte und wegen der Geringfügigkeit dieser Druckdifferenzen zumeist nicht berechnen können.[1])

J. K. Laughton (Quart. Journ. I. 1873. S. 203) glaubt nicht, dass der Unterschied der Erwärmung der Luft über dem Lande und über der See den täglichen periodischen Windwechsel an den Küsten hervorruft. Auf seine Einwendungen dagegen kann hier nicht eingegangen werden. Er basiert seine Erklärung auf die Dampfbildung über dem Meere und die dadurch gesteigerte Expansivkraft der Luft, welche selbe vorwärts treibt gegen das Land, wo namentlich am Morgen die Dampfdruckbildung gering ist. Da dieser Annahme jede zahlenmässige und jede physikalische Begründung fehlt, so kann sie nur erwähnt werden. Aber das mag doch bemerkt werden, dass im Frühlinge, wo das Meer am kältesten ist, also auch die Dampfbildung über demselben am geringsten, der Seewind besonders kräftig ist, selbst kräftiger als im Sommer (s. oben Stow über N. Jersey).

Seemann nimmt zur Erklärung des früheren Auftretens der Seebrise über dem Ozean an, dass die Luft über dem Lande infolge der raschen Erwärmung derselben sich so rasch ausdehnt, dass sie am Morgen einen lateralen Druck gegen die See hin ausübt, welcher erst später überwunden werden kann.[2]) Diese Annahme hat bei manchen Meteorologen Beifall gefunden, doch kann ich mich derselben nicht anschliessen. Die Annahme einer lateralen Pressung der Luft infolge der raschen Erwärmung am Morgen scheint mir nicht haltbar zu sein. Wenn man bedenkt, dass die stärkste stündliche Temperaturzunahme an einem Sommervormittage etwa 1.2^0 (in den untersten Schichten, in einiger Höhe schon viel weniger) beträgt, also pro Minute bloss 0.02^0, wie soll da die Luft nicht Zeit haben, sich in der physikalisch allein verständlichen Richtung des schwächsten Druckes, das ist nach oben, auszudehnen.

B. Die Berg- und Thalwinde. 1. Allgemeines. Die periodischen Tag- und Nachtwinde der Gebirgsthäler und der Bergabhänge überhaupt, die sich oft weit in die anliegenden Niederungen hinaus fühlbar machen, haben manche Ähnlichkeit mit den Land- und Seewinden. Die Ähnlichkeit besteht nicht bloss in der gleichen Dauer der Periode, sondern auch in der Art ihrer Entstehung.

In allen Bergländern der Erde ist die Erscheinung eines täglichen Wechsels entgegengesetzter Windrichtungen bekannt. Tagüber, etwa von 9—10^h vormittags an bis Sonnenuntergang, weht der Wind thalaufwärts, in der Nacht stellt sich ein entgegengesetzter Wind ein, der gegen den Ausgang der Thäler hin gerichtet, also ein hinabwehender Wind ist und noch einige Zeit nach Sonnenaufgang andauert, bis das Thal sich wieder erwärmt hat.

Fournet in Lyon, der diese periodischen Winde zum Gegenstand eingehender Untersuchungen gemacht hat, charakterisiert dieselben kurz folgendermassen[3]):

Die Berg- und Thalwinde entwickeln sich am stärksten in den Thälern, ohne denselben ausschliesslich eigen zu sein, denn sie äussern sich längs allen Abhängen und der Strom der Thäler ist nur das Resultat von partiellen aufsteigenden Bewegungen (Tag) oder lateralen Kaskaden (Nacht). Der Übergang von der absteigenden zur aufsteigenden Bewegung ist rascher in engen und kurzen schluchtartigen Thälern, langsamer in weiteren Thalbecken, wo die aufsteigende Bewegung meist erst gegen 10^h morgens frei im Gange ist und der absteigende Nachtwind

1) Bei Berechnung der Abweichungen vom Tagesmittel, wie dies oben geschehen, fallen die Instrumentalkorrektionen heraus und die absolute Seehöhe kann unbekannt bleiben.

2) Karl H. Seemann, Über Land- und Seewinde und deren Verlauf. Vortreffliche Beschreibung derselben nach eigenen Erfahrungen. Das Wetter. I. 1884. S. 79, 101 u. 124.

3) Fournet, Des brises de jour et de nuit autour des Montagnes. Meteorologie du Bassin du Rhone. T. III, und Pogg. Annalen. Ergänzungsband I. 1842.

erst gegen 9^h abends regelmässig zu werden anfängt. Die Übergangszeiten schwanken mit den Jahreszeiten. Die Konfiguration des oberen Teiles der Thäler übt einen grossen Einfluss auf diese Winde aus, und zwar wechselnd nach den Stunden und Jahreszeiten. Zuweilen ist der Winter mit seinen Schneefällen den Nachtwinden am günstigsten, während dagegen im allgemeinen der Sommer die Tageswinde verstärkt.[1])

In allen Jahreszeiten, sagt Rich. Strachey, wehen die Winde in den Thälern des Himalaya bei Tag aufwärts gegen die höchsten Teile der Gebirgskette und abwärts bei Nacht. Die Tagwinde erreichen ihre grösste Stärke auf den hohen Pässen nach Tibet, und die Nachtwinde dort, wo die Thäler der grossen Flüsse in die Ebene ausmünden.

Junghuhn berichtet von Java, dass dort von 6—7^h abends an von den Seiten aller hohen Berge ein beständiger Wind von den Gipfeln bergabwärts weht. Das gleiche sagt Kohlbrugge.[2]) Vielfach wird bloss der Nachtwind beachtet, da er wegen seiner niedrigen Temperatur sich fühlbarer macht als der Tagwind, er ist in manchen Fällen auch heftiger als der letztere. Dies ist meist der Fall, wo enge schluchtartige kühle Thäler sich gegen weitere wärmere Thalbecken oder Niederungen öffnen.[3])

Die nächstliegende Erklärung der thalaufwärts streichenden Tagwinde ist jene durch die höhere Erwärmung der Berghänge, welche Fournet ausführlicher entwickelt hat und welche früher schon auf S. 127 kurz erörtert worden ist. Die Erklärung der Nachtwinde macht keine Schwierigkeit. Die an den Berghängen durch die nächtliche Wärmeausstrahlung des Bodens erkaltete Luft fliesst, dem Gefälle des Bodens folgend, längs demselben in die Niederung hinab. Sie folgt dabei den tiefsten Einsenkungen und der Sohle der Thäler gerade so wie abfliessendes Wasser. Im Winter ist diese natürliche „Drainage" der kalten Luftmassen besonders auffällig entwickelt. Wo der Abfluss gehemmt oder doch behindert ist, bilden sich auch Seen und Tümpel kalter Luft und damit die sonderbaren Anomalien der vertikalen Temperaturverteilung, welche S. 135—137 behandelt worden sind. Am stärksten wird dieser Nachtwind dort auftreten, wo der Querschnitt seines Bettes sich verengt und wo enge schluchtartige Thäler, welche bald im Schatten liegen und durch eine dichte Vegetationsdecke abgekühlt werden, ihn mit reichlichen Zuflüssen kalter Luft versorgen.

Nicht so einleuchtend erscheint es aber, weshalb die bei Tage über dem Thalbecken erwärmte Luft nicht direkt emporsteigt, wie über der Ebene, sondern der schwach geneigten Thalsohle folgend als fast horizontaler Wind aufwärts weht.

---

[1]) Die Tag- und Nachtwinde haben häufig Eigennamen. Am Comersee heisst der aufwärts wehende Tagwind „la breva" (breva di Lecco und breva di Como nach den beiden Seearmen). Der nächtliche Gegenwind heisst „Tivano". Am Gardasee weht die „Ora" als Südwind im Sommerhalbjahr von $10^1/_2$a bis 3h p vom unteren zum oberen Ende des Sees, auch im Etschthal weht die Ora kräftig thalaufwärts. Der Nachtwind, der zuweilen sehr stark auftritt, heisst am Gardasee „Sover" (Sopero, Paesano). Auch auf den Seen der Nordalpen wechseln der „Unterwind" und der „Oberwind" regelmässig ab.

In den Alpenthälern gilt es als eine populäre Wetterregel, dass das Ausbleiben des täglichen Windwechsels einen Witterungsumschlag, d. h. schlechtes Wetter bedeutet, und zwar mit einigem Recht, weil dies anzeigt, dass die Luftdruckdifferenzen sich verstärkt haben und die Lokalwinde unterdrücken, somit allgemeine kräftigere Luftströmungen eintreten, die für das Gebirge meist Wolken und Regen bringen.

[2]) S. Met. Z. B. XXXIV. 1899. Zu Tosari (1780 m) kommt der aufsteigende Luftstrom um 10h morgens an, der absteigende am Abend ist selten stark, er folgt den Abhängen, nicht den Schluchten.

[3]) Man sehe darüber Fournet l. c., Berger, Petermanns Geographische Mitteilungen 1861. Zeitschrift für Met. 1870. S. 481.

Fournet denkt sich allerdings, dass, weil die oberen Berghänge zuerst von der Sonne getroffen werden (aber nur von den Osthängen gilt das!) und die Erwärmung von oben thalwärts fortschreitet, auch das Aufsteigen zuerst oben beginnt und sich so eine Art Luftschlauch bildet, der dann auch noch am Nachmittage die über dem Thale aufsteigende Luft folgt.

Bei der geringen Neigung der Thalsohlen, sowie auch der Berghänge selbst, ist die Annahme eines derartigen fast horizontal liegenden Luftschlauches ganz undenkbar. Auch erklärt die Theorie von Fournet nicht, wie es geschehen kann, dass die über dem Thale erwärmte Luft vom unteren wärmeren Ende gegen das obere kühlere Ende strömt.

Eine andere schwache Seite der Entstehung der aufwärts streichenden Thalwinde bloss durch die Erwärmung der Bergwände hat Berger unbeabsichtigt blossgelegt, indem er alle Konsequenzen der Theorie von Fournet entwickelt hat.[1]) Da nicht anzunehmen ist, dass auch die schwach erwärmten und selbst die beschatteten Berghänge einen aufsteigenden Wind erzeugen, kommt Berger zu dem Schlusse, dass die aufsteigenden Thalwinde auf die Süd- und Westhänge sich beschränken müssen, was aber durchaus nicht der Fall ist.

Es war General Sir Richard Strachey, der ausgezeichnete Kenner der physischen Geographie des Himalaya, welcher zuerst das für die richtige Deutung der Luftströmungen so geeignete Prinzip der Flächen gleichen Luftdruckes in die Erklärung der Gebirgswinde einführte. Indem er aber dasselbe gewissermassen einseitig anwendete, konnte er, so wie H. Blanford, zwar die heftigen Tagwinde auf den Pässen des Himalaya und auf den Hochebenen von Tibet auf die Ausdehnung der Luft bei Tag über den Ebenen von Indien zurückführen, aber nicht den wahren Charakter der Thalwinde selbst erklären.[2])

„Die Tagwinde aus Süden (auf der Südseite des Himalaya) wachsen an Stärke mit zunehmender Höhe, und längs der indischen Wasserscheide in den benachbarten Thälern von Tibet sind sie ausserordentlich heftig, so dass ich oft bei Reisen daselbst mit wahrer Sorge dem Nachmittag entgegen sah, wo sie den Höhepunkt ihrer Stärke erreichen. Die Eingeborenen wählen deshalb zum Überschreiten der Pässe die frühen Morgenstunden, um diese wütenden Nachmittagswinde zu vermeiden. Diese Winde wehen im allgemeinen senkrecht auf die Streichungsrichtung der Bergketten, also von SW bei Tag, von NE bei Nacht. An der indischen Wasserscheide im Norden von Kumaon begann der Tagwind meist aus dem südöstlichen Quadranten um 9h morgens und drehte sich mit der Sonne beim Fortschreiten des Tages, so dass er als SW um 9h abends aufhörte.“

„Im Innern des Gebirges sind diese Winde mässig und in grossen Höhen, und in den zentralen Teilen von Tibet sind die Nächte fast stets nahezu still.“[3])

Auf die gleiche Weise hat ganz kürzlich Eliot die hauptsächlichsten Perioden der Luftströmungen zu Simla (auf einem Höhenrücken der Südwestseite des nordwestlichen Himalaya gelegen) erklärt. Bei Tage von 7—8h am bis 6—7h pm entsteht infolge der Erwärmung der Luft über den Ebenen Nordindiens eine Neigung der Flächen gleichen Druckes gegen das Gebirge hin, ein Gradient für Südwinde in den mittleren und höheren Luftschichten, zunehmend an Gefälle von unten nach oben. Bei Nacht kehrt sich dieses Verhältnis um. Die Grösse der täglichen Temperaturschwankung im Punjab ist wahrscheinlich das entsprechende Mass für die Luftbewegungen zwischen Ebene und Gebirge. Namentlich in den Monaten Oktober bis Dezember und März, April geht dieser Luftaustausch am ungestörtesten vor sich.[4])

---

[1]) Berger, Die tägliche Periode der Winde. Zeitschrift für Met. B. IV und V. 1869 und 1870.

[2]) R. Strachey, Proc. As. Soc. Bengal. 1871. pag. 16, und H. Blanford, The Indian Met. Vademecum. Calcutta 1877. I. pag. 167. Fig. 8. Strachey und Blanford nehmen nur Winde in der Höhe an, die bei Tag in grossen Höhen über den Ebenen gegen die Berggipfel und Hochplateaus hinwehen. Zeitschrift für Met. B. XIV. 1879. S. 445. J. Espy (Fourth Met. Report. 1857. pag. 143) erklärt die Plateauwinde nach Saigey wie Strachey.

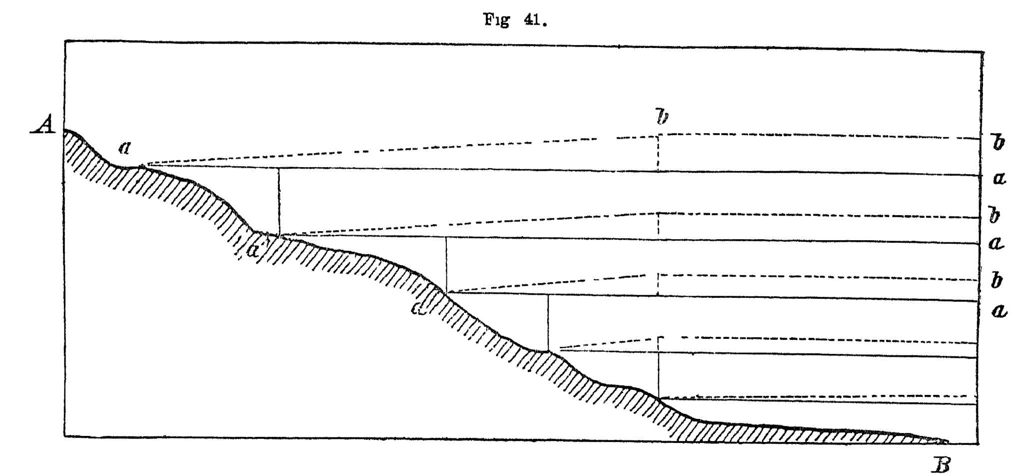
[3]) R. Strachey bei Hill, Met. of NW-Himalaya. pag. 397, wo die Bergwinde behandelt werden. Im April, Mai und Juni wehen die Bergwinde am heftigsten, weil um diese Zeit die tägliche Variation der Temperatur über den Ebenen wie auch im Gebirge am grössten ist, auch das nachmittägige Minimum des Luftdruckes in der Ebene ist dann am grössten (Hill).

[4]) John Eliot, Discussion of anemographic Observ. recorded at Simla and a investigation into the general

2 Vollstandige Erklarung dei Beig- und Thalwınde Die Eıwarmung der Berghange ın Verbındung mit der starkeren Hebung der Flachen gleichen Dıuckes uber der angrenzenden Niederung gegenuber jener ım Beıglande selbst erklart vollkommen den wahren Charakter der Thalwinde, dıe in den Thalern langs deren Sohle und dann langs deı Berghange aufwarts wehen und dabei die Anomalıe darbieten, dass sie (unten) von warmeren nach kalteren Teilen der Erdoberflache fliessen, sowıe auch (scheinbar) von Gegenden niedrıgeren Druckes gegen solche mıt hoherem Druck [1])

Es stelle A B einen Beıgabhang dar Die parallel verlaufenden Geraden a a sind Hoıizontale und stellen Flachen gleichen Luftdruckes vor, so lange die Temperatur gleıchmassig verteılt ist Nun kommt aber dıe Sonne und erwarmt dıe Luftmassen uber dem Thale und uber dem Berghang Die Wirkung der steigenden

Fıg 41.



Bergwınde — Hebung der Flächen gleıchen Druckes

Wärme ıst eine steigende Ausdehnung der Luftsaulen uber dem Thale und uber den Bergabhangen. Dabei werden aber dıe langeren Luftsaulen uber dem Thale und uber den unteren Hangen stärker ausgedehnt als die hoheren kurzeren, selbst eine gleıche Temperatursteıgerung vorausgesetzt, in Wirklichkeit nimmt letztere aber mit der Höhe ab, wodurch der Effekt noch vergrossert wırd Dadurch werden die Flächen gleichen Druckes in der Hohe uber den Niederungen am starksten gehoben, weniger uber den Abhangen und gar nicht mehr ın den Punkten, in welchen diese Flachen (a a) die Bergabhange schneiden. In jeder Horizontalen steigt der Luftdruck in einiger Entfernung vom Bergabhang, wahrend er an letzterem

features of aır movement ın the Hımalayan mountaın area Indıan Met Memoırs Vol VI P VI pag 445 bıs 536 mit Tafeln Calcutta 1900

	Januar, Februar	März bıs Maı	Julı, August	Oktober, November
Lahore, täglıche Wärmeschwankung	14 6	16 9	9 8	19 0° C
Mıttlere täglıche Wındstäıke Punȷab	45	85	67	27 miles pro Tag
,, ,, ,, Sımla	130	139	83	105 ,, ,, ,,

Dıe mittlere Wındstärke zu Sımla nımmt mıt der Temperaturampııtude unten ım allgemeınen zu und ab. Im Januar und Februar gıebt es Stürme, welche die Wındstärke anormal erhohen

[1]) Sıehe Hann, Zur Theorıe der Berg- und Thalwınde Zeıtschrıft für Met B XIV. S 444

selbst konstant bleibt. Alle Flächen gleichen Druckes bekommen ein Gefälle gegen den Bergabhang hin, wie die punktierten Linien andeuten, und die Luft strömt deshalb in allen Höhen dem Berghange zu.

Die am Berghange befindliche Luft erwärmt sich aber auch und zwar stärker als die Luft in gleicher Höhe weiter draussen; sie erhält dadurch das Bestreben aufzusteigen. Es wirken demnach auf die dem Bergabhange sowie der geneigten Thalsohle unmittelbar aufliegenden Luftschichten zwei Kräfte, eine direkt nach aufwärts und eine horizontal gegen den Bergabhang gerichtete. Der Effekt wird sein, dass die ganze der geneigten Thalsohle und dem Berghange auflagernde Luft sich längs des Bodengefälles nach aufwärts bewegt, somit ein schwach geneigter aufsteigender Luftstrom entsteht, der Thalwind.[1])

Wenn auch die tägliche Erwärmung der Luftschichten der freien Atmosphäre, wie wir jetzt wissen, nicht sehr hoch hinauf reicht, so bleibt die Hebung der Flächen gleichen Druckes immer noch beträchtlich genug, um bei den kleinen Entfernungen, um die es sich hier handelt, einen lebhaften Wind gegen das Gebirge hervorzurufen. Denn nehmen wir die Temperatursteigerung über der Thalsohle zu 7^0 an, in 1000 m nur mehr zu 1^0, so dass wir ca. 4^0 als mittlere Temperaturerhöhung einsetzen können, so finden wir in 1000 m eine Luftdruckzunahme von 1·2 mm auf 10—20 km Entfernung gegen die Bergabhänge. Da sich die gehobenen Luftmassen sogleich in Bewegung setzen, so kann ein so grosser Gradient (über 6 mm pro Grad) nicht wirklich zu stande kommen, aber da die Erwärmung fortdauert und immer neue Luftmassen durch die Wärme gehoben werden, so bleibt immer ein Gradient thätig, der die Luft den Gebirgshängen zuführt, bis gegen Abend die Temperatur wieder sinkt.[2]) Sobald die dem Gebirge nächsten Luftschichten gegen dasselbe abgeflossen sind, setzen sich auch die entfernteren, gegen die Niederung hinaus, dem allgemeinen Gefälle folgend in Bewegung und fliessen gegen das Gebirge hin ab.

Wo der „Thalwind" im Laufe des Tages von weiter herkommt, muss er ebenso wie die Land- und Seewinde einer Ablenkung unterliegen, die allerdings in den Thälern selbst nicht zur Beobachtung kommen kann, wohl aber auf Pässen und

[1]) Die Schwierigkeit, welche E. B. Chaix bei Annahme dieser Erklärung findet, existiert deshalb nicht, weil unsere Erklärung nicht, wie Chaix voraussetzt, auf dem Prinzipe einer „direkten Erwärmung" der ganzen Luftschichten durch die Sonnenstrahlung selbst beruht. Wie ich mir die Erwärmung und Ausdehnung der Luftschichten durch dieselbe auch im vorliegenden Falle vorstelle, wurde schon früher erörtert. E. Chaix, Théorie des brises de Montagne. Le Globe. Sept. 1894. T. XXXIII. pag. 105.

[2]) Es verhält sich also ganz so, wie bei den Land- und Seewinden. Der Einwurf von Sprung, dass die Bewegung alsbald aufhören müsste, weil hier ein „ungenährter Gradient" vorliegt, trifft deshalb nicht zu. In rings umschlossenen Bergkesseln und bei mauerartigen Gebirgswänden kann allerdings ein derartiger Thalwind nicht zu stande kommen. In der That ist derselbe auch in langen weiten Thälern, wie z. B. im Rhonethal, am kräftigsten und er ist auch sehr lebhaft am Rande des Gebirges gegen die Niederung. Man vergl. meine Ausführungen in: Weitere Untersuchungen über die tägliche Oscillation des Barometers. Denkschriften der Wiener Akad. B. LIX. 1892. S. 38 etc. (334 des Bandes).

Die durch die ungleiche Hebung der Flächen gleichen Druckes in den Gebirgsthälern entstehenden Druckdifferenzen werden keineswegs schon durch die „geringfügigste horizontale Bewegung" sich ausgleichen (Einwurf von Sprung, Lehrbuch S. 344). So lange die Störung wirkt, so lange also die Flächen gleichen Druckes über den Thälern und über dem Gebirgsvorlande durch die steigende Wärme langsam und fortwährend gehoben werden, so lange hält das allmähliche Abfliessen der Luft gegen die Gebirge hin an, wenngleich der jeweilige, stets von neuem entstehende Gradient nur ein sehr geringfügiger ist.

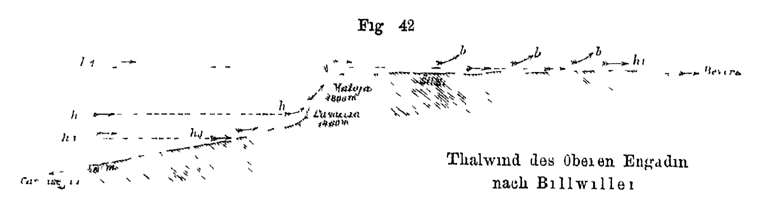
Selbst der niedrige Wienerwald bei Wien, Kammhöhe zu 450 m angenommen, Niederung 150 m, giebt $db = 0.092 dt$ (s. S. 408); da $E = 6$ km, so ist der Gradient pro 111 km für jeden Grad Temperaturzunahme über der Ebene 1·7 mm. Es bedarf demnach schon einer erheblichen atmosphärischen Störung, um das Zufliessen der Luft gegen das Gebirge zu neutralisieren. Das Luftreservoir aber, das diesen Gradienten nährt ist, mit Rücksicht auf die Dauer der Periode, ein geradezu unbegrenztes.

noch mehr auf Gebirgskämmen. Dies ist in der That nach Strachey auf der indischen Wasserscheide der Fall.

Der interessanteste Thalwind, welcher durch die Erwärmung der Bergabhänge allein völlig unerklärbar wäre, durch die Hebung der Flächen gleichen Druckes durch die Tageswärme aber vollständig erklärt wird, ist der merkwürdige Thalwind (Tagwind) des Oberengadin, welcher thalabwärts weht.

Billwiller hat diese Erscheinung näher untersucht und die folgenden Fig. 42 und 43 dürften nach dem vorausgegangenen hinreichen, diese Anomalie der täglichen Luftzirkulation auf ihre wahre Ursache zurückzuführen.

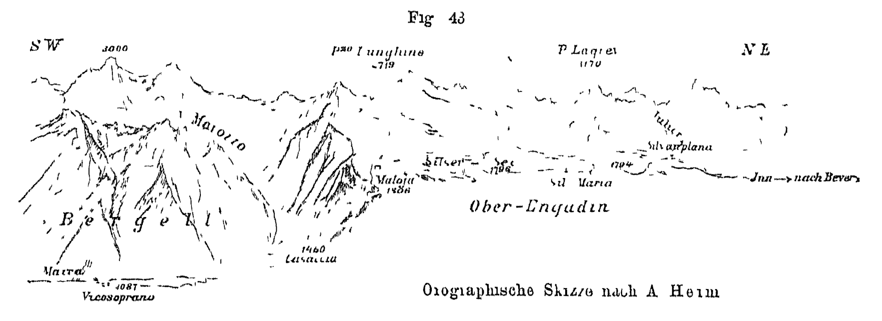
Fig. 42.



Thalwind des oberen Engadin nach Billwiller.

Durch die Erwärmung des tiefeingeschnittenen Thales im Westen des Maloja-Passes (des Bergell) tagüber wird so viel Luft in die Höhe gehoben, dass dieselbe das Innthal bis unterhalb Scanfs hinabströmt, obgleich das obere Engadin im Sommer bei Tag sehr stark erwärmt wird [1]), also ein kräftiger thalaufwärtsziehender Wind sich einstellen müsste, wenn nicht ein stärkerer Gegendruck vom Maloja-Pass her wirken würde. In den Seitenthälern weht auch der Thalwind normal aufwärts. Bei Nacht sinkt umgekehrt der Luftdruck in der Höhe über dem Bergell derart, dass

Fig. 43.



Orographische Skizze nach A. Heim.

die Luft vom oberen Engadin zum Ersatz herbeigezogen wird, und so die weitere Anomalie eines (im Hauptthale, dem obersten Innthal) bei Nacht aufsteigenden Thalwindes entsteht.

Luftdruckregistrierungen zu Maloja und in Bevers, 22 km unterhalb, im Juli 1893 haben auch die Gradienten festgestellt, welche diesen periodischen, scheinbar ganz anomalen Winden zu Grunde liegen. Diese Luftdruckdifferenzen (bezogen auf 111 km) sind:

Luftdruckdifferenzen Bevers — Maloja (auf Gradient reduziert, mm)

Mttn	2	4	6	8	10	Mttg	2	4	6	8	10
0.6	0.6	0.5	0.5	0.3	—0.2	—0.8	—1.1	—1.0	—0.3	0.2	0.6

[1]) Infolge der klaren trockenen Luft und der grossen Intensität der Sonnenstrahlung erwärmt sich das Oberengadin sehr stark im Sommer, es wird mit Rücksicht auf die Seehöhe geradezu ein Wärmezentrum. Die tägliche Temperaturschwankung ist in Bevers im Juli 13° gegen 9.3° in Bern. Um so abnormer und unerwarteter ist der das Innthal bei Tag abwärts wehende Wind.

Von 10^h bis 7^h abends war das Gefälle der Luft abwärts gerichtet (hinabwehender Tagwind), die übrige Zeit thalaufwärts (Nachtwind); der Gradient für den Tagwind ist viel stärker als jener für den Nachtwind. Dies stimmt mit der Erfahrung, dass der Nachtwind im Oberengadin weit schwächer auftritt als der Tagwind.[1])

Der Walliser Thalwind. Auch die jährliche Periode des sehr kräftigen Thalwindes im Wallis spricht dafür, dass nicht die Erwärmung der Berghänge die einzige oder die Hauptursache desselben ist. Derselbe erreicht im Frühling und im Frühsommer, wenn die Temperaturdifferenz zwischen Thal und Berghang am grössten ist, das Maximum seiner Stärke, und nicht im Spätsommer, wo die höheren Abhänge am wärmsten sind und am meisten „ziehen“ müssten. Dann ist aber das nachmittägige Gefälle der Flächen gleichen Druckes gegen die Berghänge geringer, als im Frühsommer, wo der obere Teil des Thales und die Hänge noch kühl sind, dagegen die Luft über dem Thale schon sehr warm. Unter diesen Verhältnissen erreicht der Thalwind seine grösste Stärke, weil das Druckgefälle gegen den Hintergrund des Thales, gegen die Berghänge, sein Maximum erreicht.

Die mittlere Stärke des Thalwindes (1895—1899) um 1 h nachmittags zu Siders im mittleren Wallis ist folgende (Mittel der Tage, an denen überhaupt der Wind wehte):

Mittlere Stärke des Walliser Thalwindes um 1 h nachmittags (Beaufort-Skala).

März	April	Mai	Juni	Juli	August	September	Oktober
1.5	1.8	2.2	2.0	2.2	1.7	1.5	1.0

Der Juni war oft regnerisch. Das Maximum fällt, wie man sieht, auf den Frühsommer. Der April, wo die Höhen noch Schnee tragen, hat einen stärkeren Thalwind als der August, wo in der Höhe das Temperaturmaximum eintritt.

Das Druckgefälle, welches den Walliser Thalwind (vom Genfer See her) in Bewegung setzt, ersieht man aus folgenden Luftdruckdifferenzen zwischen Mt. Fleuri bei Montreux und der Station Siders (Sion) im mittleren Wallis (Seehöhe 570 m), die aus Luftdruckregistrierungen an beiden Orten während 11 Julitagen (1899) abgeleitet worden sind. Die Entfernung der beiden Orte beträgt 77 km, die Multiplikation mit 1.54 giebt die Gradienten (mit Rücksicht auf den mittleren Barometerstand 713).

Täglicher Gang der Luftdruckdifferenzen Siders — Montreux (im gleichen Niveau, mm).

Mttn.	2	4	6	8	10	Mttg.	2	4	6	8	10
.49	.59	.74	.70	.35	—.07	—.56	—.97*	—.96	—.43	—.10	.21

Gang der Windstärke am 20. Juli zu Siders (Meter, Sekunde).

9h	10h	11h	Mttg.	1	2	3	4	5	6	7
0	1.4	1.4	2.2	3.5	5.3	6.3	7.6	7.6	5.3	4.0

Der Gradient von Montreux gegen Siders betrug an diesem Tage 2—4 h nachmittags 1.4 mm. Von 10 h morgens an hat Montreux einen höheren Luftdruck als das mittlere Wallis und der Thalwind setzt ein. Um 9 h abends kehrt sich die Druckdifferenz um. Auch hier ist der Gradient bei Tag bedeutend stärker als bei Nacht.[2])

Wenn zwei obere Thalenden auf einem Pass zusammentreffen, so wird am Nachmittag der Wind von jenem Thale herüber wehen, welches tiefer eingeschnitten ist, in welchem also eine mächtigere Luftmasse durch Wärme gehoben wird (bei gleicher Erwärmung). Dies zeigt sich in der That am Arlbergtunnel. Nachts geht der Luftzug durch denselben gegen das Rheinthal hinaus als Ostwind, zwischen 9—11^h vormittags tritt Windstille ein, worauf dann mit grosser Regelmässigkeit der Westwind (von dem viel tiefer liegenden Rheinthal her) die Oberhand behält.[3])

---

[1]) Trotz der zumeist trüben und für die Entwickelung des Tagwindes ungünstigen Witterung Ende Juli 1893 erreichte der Gradient desselben doch 1.1 mm in 1800 m Seehöhe, was einem Gradienten von 1.3 mm im Meeresniveau äquivalent ist.

Über den Thalwind des Oberengadin s. Billwiller, Zeitschrift für Met. B. XV. 1880. S. 297; dann Annalen der Schweiz. Met. C. A. 1893, im Auszuge in Met. Z. 1896. XXXI. S. 129.

[2]) Nach brieflicher Mitteilung von Billwiller; die Abhandlung über den Walliser Thalwind wird erst 1901 erscheinen, da noch im Sommer 1900 Beobachtungen darüber angestellt worden sind.

[3]) Siehe Hann, Zur natürlichen Ventilation der Hochgebirgstunnel. Met. Z. 1885. XX. S. 139. Das Rheinthal bei Dornbirn liegt in 430 m, das Innthal bei Landeck hat 800 m, die Tunnelsohle im Mittel 1260 m. Rechnet man beiderseits mit einer Temperaturzunahme vom Morgen zum Nachmittag von 5°, so erhält man einen Überdruck von Westen (vom Rheinthal her) von mehr als 0.6 mm.

3. Der Thalwind und der tägliche Barometergang. Einen genügenden Beweis dafür, dass die Luft über den Thälern und der angrenzenden Niederung am Nachmittage in Folge der Hebung der Flächen gleichen Druckes durch die Wärme gegen das Gebirge hin abfliesst, liefert der tägliche Gang des Barometers in den Thälern verglichen mit jenem in der Ebene entfernt vom Gebirge. Was den täglichen Gang des Luftdruckes in den Thälern besonders kennzeichnet, ist ein sehr niedriger Luftdruck am Nachmittage und ein hoher Luftdruck in der Nacht.

Abweichungen des Barometerstandes vom Tagesmittel (Mai bis August, mm)

	München	Salzburg	Zell a. S.	Kalocsa	Klagenfurt	Bozen
4h morgens	—0.04	0.09	0.36	—0.07	0.47	0.87
4h nachmittags	—0.45	—0.65	—0.92	—0.54	—1.02	—1.75

Je mehr man sich dem Gebirge nähert, desto tiefer sinkt das Barometer am Nachmittage, während das nächtliche (Morgen-) Minimum mehr oder weniger unterdrückt ist. Am auffallendsten tritt das in den südlichen Alpenthälern hervor, welche stärker erwärmt werden, als die nördlichen. Zum Vergleich ist das unter nahe gleicher Breite mit Klagenfurt und Bozen in der ungarischen Ebene gelegene Kalocsa daneben gestellt, welches den normalen täglichen Gang des Barometers in dieser Breite repräsentieren kann. Die grossen Differenzen, welche die Orte Klagenfurt und Bozen gegen Kalocsa aufweisen, sind ein Effekt des nachmittägigen Abflusses der Luft gegen die Bergwände bei Tag, des Zuflusses derselben bei Nacht. In diesen südlichen Alpenthälern steigert sich die tägliche Variation des Luftdruckes unter dem Einflusse der periodischen Verlagerungen der Luftmassen über denselben zu einer Grösse, welche jener in den Tropen nahe gleichkommt.

Würde nicht die nachmittägige Hebung der Flächen gleichen Druckes über der Niederung, sondern (wie noch Sprung annimmt) die höhere Wärme der Luft an den Bergwänden gegenüber der Luft in gleicher Höhe über den Thälern die Bergwinde erzeugen, so müsste die über den Berghängen aufsteigende wärmere Luft in der Höhe in der Richtung gegen die Thäler hin abfliessen, wo die Luft kühler ist, sich dort anhäufen und den Luftdruck steigern. Das nachmittägige Luftdruckminimum würde in den Gebirgsthälern nicht vertieft, sondern abgeschwächt werden, es müsste geringer ausfallen als in der Niederung entfernt vom Gebirge. Der obere Luftzufluss würde dieselbe Wirkung haben, wie über der See, wo, obgleich unten die Luft gegen das Land hin abfliesst, doch das Nachmittagsminimum infolge des Luftzuflusses in der Höhe abgeschwächt wird.

Wir kommen so zu dem Schlusse, dass nur die oben vorgetragene Theorie der Entstehung der aufsteigenden Thalwinde alles erklärt, das normale wie das abnormale Auftreten derselben, und zugleich mit den täglichen Änderungen des Luftdruckes in den Thälern in vollkommener Übereinstimmung steht [1].

4. Folgeerscheinungen der täglichen periodischen Luftströmungen, die durch die Gebirge erzeugt werden.

Nach den obigen Erörterungen erhalten alle Flächen gleichen Luftdruckes in der Nähe der Gebirge an den Nachmittagen ein Gefälle gegen das Gebirge, die Luft strömt von allen Seiten den dominierenden Bodenerhebungen zu und steigt

[1]) Ich habe versucht, die quantitativen Verhältnisse der täglichen Verlagerungen der Luftmassen vom Thale gegen das Gebirge hin und umgekehrt genähert zu berechnen und bin dabei zu ganz plausiblen Resultaten gelangt. S. Der tägliche Gang des Barometers an heiteren und trüben Tagen. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. CIV. Juni 1895. S. 547/548. Unterschied der täglichen Barometerschwankung im Thale von Bayrisch-Zell gegen jene in gleicher Höhe der freien Atmosphäre über der bayrischen Hochebene.

dort erwärmt in die Höhe. Die Gebirge veranlassen derart kräftige lokale aufsteigende Luftbewegungen, welche auf den täglichen Gang der Luftfeuchtigkeit, der Wolkenbildung und der Niederschläge grossen Einfluss nehmen und denselben modifizieren, wie dies schon bei den betreffenden Elementen beschrieben worden ist.

Die bei Tage längs der Gebirgsabhänge aufsteigende Luftbewegung führt den Wasserdampf der unteren Schichten, vermehrt um die Verdampfung von der meist reichen Vegetationsdecke der Berghänge, in die Höhe, so dass oben die relative Feuchtigkeit nachmittags steigt, während es unten in den Thälern trockener wird. Über allen dominierenden Gebirgsstöcken, von denen zahlreiche Thäler ausstrahlen, konzentrieren sich derart am Nachmittage die Wasserdampfmengen der umliegenden Niederung. Die mit der aufsteigenden Luftbewegung verbundene Abkühlung kondensiert diese Feuchtigkeit zu Wolken, die bei trockenem Wetter sich in einiger Höhe über dem Gebirge bilden, bei feuchter Witterung aber die Gipfel selbst einhüllen und nicht selten zu Regengüssen und Gewittern sich verdichten.

Gebirgserhebungen verraten sich derart schon aus einer Entfernung, in welcher sie selbst noch unsichtbar bleiben, durch die glänzenden Haufenwolken, die sich nachmittags über ihnen bilden. Namentlich ist dies bei Inselbergen im Ozean der Fall. Die hohen Gebirge, namentlich aber die Schneeberge der äquatorialen und tropischen Zone bleiben infolge dieser täglichen Wolkenbildung zumeist unsichtbar. Nur im Winter (bei tiefstem Sonnenstande) und in den frühesten Morgenstunden gelingt es, den vollen Anblick der Schneegipfel des äquatorialen Afrika und Südamerika, sowie der Schneegipfel des östlichen Himalaya auf kurze Zeit zu geniessen.

Es besteht in den Gebirgen aller Zonen eine Tendenz zu Nachmittagsregen oder im Sommer zu Nachmittagsgewittern, selbst wenn die allgemeine Witterungslage keine Niederschläge erwarten lässt und die umgebende Niederung auch in der That des schönsten Wetters sich erfreut. Diese Gewitter bleiben über dem Gebirge stehen, entladen sich über demselben, die Wolken lösen sich abends wieder auf, bis auf eine unbewegliche sehr dünne Cirro-Stratusschicht, die in der Nacht auch verschwindet und einen klaren Morgen folgen lässt.

Die absteigende Luftbewegung bei Nacht führt im Gegensatze zum Tagwind die Feuchtigkeit wieder in die Tiefe, die Wolken lösen sich auf, die Luft wird auf den Höhen trockener, was schon Saussure am Col du Géant beobachtet und in Erstaunen versetzt hat. Die Aussicht von Berggipfeln ist deshalb am frühen Morgen am klarsten, weil die Feuchtigkeit in der Tiefe lagert, die Luft ruhig und in horizontalen Schichten homogen ist. Am Nachmittage dagegen wird, auch ohne sichtbare Kondensation, die Atmosphäre durch die aufsteigende warme Luft milchigtrübe und es legt sich ein blauer Duftschleier über die Ferne.

Derart entspricht den periodischen Tag- und Nachtwinden der Gebirge auch eine periodische Wanderung der Feuchtigkeit von der Tiefe in die Höhe und wieder zurück in die Tiefe. Die Nebeldecke, die sich morgens über den Thälern ausbreitet, erscheint nachmittags als Wolken über den Berggipfeln, diese lösen sich abends auf und werden als unsichtbarer Dampf von den Nachtwinden wieder den Thälern zugeführt, wo die nächtliche Erkaltung sie wieder zu Bodennebeln verdichtet, bis sie die steigende Erwärmung wieder auflöst und in die Höhe führt.[1])

---

[1]) Über diese Erscheinungen siehe Hann, Handbuch der Klimatologie. B. I. S. 328 etc. Den Folgeerscheinungen der täglichen Erwärmung der Atmosphäre in den Gebirgsländern der Tropen hat D. Charnay in klassischer Weise den kürzesten Ausdruck gegeben: Le matin, tout est calme, paix, silence, beauté; le soir, tout est bruit, colère, tourmente, lutte des éléments entre eux. (Bezieht sich auf Amecameca, 200 m über Mexiko, am Fusse des Popokatepetl.) Le Tour du Monde. 1881. II. pag. 288.

Fünftes Kapitel

Konvektionsströmungen mit einer jährlichen Periode (Monsune).

I. Entstehung der Monsune.

1. Allgemeines. So wie die Umkehr des Temperaturunterschiedes zwischen Land und See in der täglichen Periode zwei entgegengesetzt gerichtete Luftzirkulationen (Konvektionsströmungen), die Land- und Seewinde, hervorruft, so geschieht dies auch und natürlich in viel grösserem Massstabe infolge der extremen Jahreszeiten. Das Land ist im Sommer wärmer als das Meer, umgekehrt im Winter kälter als letzteres; im Sommer wird deshalb die kühlere Seeluft unten in das Land hineinströmen, umgekehrt die kältere Landluft im Winter unten auf das Meer hinaus abfliessen. Es stellt sich gleichfalls ein Wechsel zwischen Land- und Seewinden ein, aber die Periode ist nicht mehr der Tag, sondern das Jahr, die Seewinde wie die Landwinde dauern im allgemeinen nahe ein halbes Jahr [1]). Infolgedessen werden viel mächtigere Luftmassen in diese halbjährigen Konvektionsströmungen hineingezogen, und die Aktionssphäre derselben ist eine unvergleichlich grössere, als bei den Land- und Seewinden.

Während aber letztere in der Äquatorialzone und in den Tropen am kräftigsten und regelmässigsten auftreten, dagegen mit zunehmender geographischer Breite an Beständigkeit einbüssen, ist dies mit den Monsunwinden nicht in gleicher Weise der Fall. Denn letztere hängen von dem Temperaturunterschied zwischen Land und Meer in den entgegengesetzten Jahreszeiten ab, welcher mit der Breite zunimmt, in der Äquatorialzone fehlt und auch noch in den Tropen geringfügig ist. In der Äquatorialzone ist im allgemeinen das Land das ganze Jahr hindurch etwas wärmer als das Meer und die jahreszeitlichen Schwankungen dieses Wärmeunterschiedes sind ganz unbedeutend. Die tägliche Variation der Temperatur ist daselbst ja zumeist bedeutend grösser als die jährliche. Die Monsune als Winde der Jahreszeiten können daher in diesen Zonen nicht zur selbständigen Entwickelung kommen. Diese Zonen können nur in den Bereich einer Monsunwirkung an und jenseits der Grenze der Tropen hineingezogen werden, wenn dieselbe sehr kräftig wird. Ein rein tropischer Kontinent, etwa zwischen 15° Nord- und Südbreite gelegen, ohne ausgedehnte Nachbarländer jenseits der Tropen, würde nur kräftige Land- und Seewinde, aber keine nennenswerten Monsunwinde haben können.

In mittleren und höheren Breiten dagegen wird der Temperaturunterschied zwischen Land und Meer im Winter und Sommer gross, er nimmt bis zu einer gewissen Breite zu und dann wieder ab. Es sind dies auch die Breiten, welche, wie die Isobarenkarten zeigen, für die Entstehung von Centren niedrigen Luftdruckes über dem Lande im Sommer und hohen Luftdruckes im Winter am günstigsten sind. Die Ursache dieser Erscheinung liegt darin, dass erstlich der Temperaturunterschied zwischen Land und Meer in den entgegengesetzten Jahres-

[1]) Davon stammt auch ihre Bezeichnung, denn „Monsune" sind Winde der Jahreszeiten, von dem arabischen Worte Mausim, bestimmte Zeit, Jahreszeit, das auf die regelmässig wehenden Winde des indischen Meeres übertragen wurde, mit denen die Griechen durch die Heereszüge Alexanders d. Gr. bekannt wurden. Nearch benützte schon diese regelmässig wehenden Winde zur Hin- und Rückfahrt nach Indien. Die Schifffahrt zwischen der afrikanischen und ostindischen Küste mit Benutzung des SW- und NE-Monsuns wird auf Hippalus im ersten Jahrhundert n. Chr. zurückgeführt. S. darüber Schmid, Lehrbuch S. 519. Die Griechen nannten ihre regelmässigen Sommerwinde (Nordwinde) Etesien.

zeiten hier sehr gross wird, wodurch auch das Abfliessen der Luft in der Höhe vom Lande zum Meer im Sommer, das Zufliessen derselben ebenfalls in der Höhe von der See auf das Land im Winter und die damit verbundenen Luftdruckänderungen sehr lebhaft werden, und dass zweitens die Kompensationsströmungen infolge der in diesen Breiten schon kräftigen Ablenkungskraft der Erdrotation ihr Ziel nicht direkt erreichen können, wodurch die durch selbe angestrebte Ausgleichung der Luftdruckunterschiede teilweise gehemmt wird, während deren Ursache gleichzeitig fortwährend thätig bleibt.

Über einem äquatorialen Kontinent könnten sich, selbst gleiche Temperaturunterschiede zwischen Land und Meer vorausgesetzt, keine ebenso beträchtlichen Barometerminima und -Maxima ausbilden, weil die Druckdifferenzen auf direktem Wege, ohne Ablenkung der Kompensationsströmungen, viel rascher zur Ausgleichung gelangen würden.

Die Ablenkung der horizontalen Zweige der Konvektionsströmungen, welche bei den Land- und Seewinden eine geringe Rolle spielt, da dieselben, der Kürze der Periode halber, nie weit her kommen, spielt dagegen bei den Monsunwinden eine bedeutende Rolle, da durch die Grösse der Temperaturunterschiede und die lange Andauer derselben im gleichen Sinne Luftmassen aus sehr weiten Entfernungen her in den Zirkulationsprozess einbezogen werden, und die erhebliche Grösse der Luftdruckunterschiede denselben auch erhebliche Geschwindigkeiten zu erteilen vermag. So kommt es zur Entwickelung bedeutender cyklonaler und anticyklonaler Luftzirkulationen.

Die Monsunwinde erzeugenden Kräfte erfahren aber auch mit zunehmender Breite grössere Hemmungen und Störungen durch das allgemeine Temperatur- und Luftdruckgefälle vom Äquator gegen die Pole hin, und die dadurch hervorgerufenen allgemeinen Bewegungen der Atmosphäre, die den nächsten Gegenstand unserer Untersuchungen werden bilden müssen. Infolge der allgemeinen Temperaturabnahme mit der geographischen Breite werden die Temperaturunterschiede zwischen Land und Wasser örtlich vermehrt oder vermindert, und infolge der allgemeinen Bewegungen der Atmosphäre werden die Monsunwinde vielfach geschwächt und von ihrer Richtung abgelenkt. Deshalb kommen dieselben in hohen Breiten nicht mehr zu jener Entwickelung, die sie infolge der bestehenden Temperaturunterschiede sonst erlangen könnten. Der Monsuncharakter der Winde wird vielfach verwischt und kommt oft erst dann deutlich zum Vorschein, wenn man von der jeweiligen Windrichtung die allgemeine mittlere Windrichtung in Abzug bringt.[1])

Es herrscht wohl vielfach die Ansicht, dass Monsunwinde mehr den Tropen als den aussertropischen Breiten eigentümlich sind, dass sie geradezu Tropenwinde sind. Das ist nach den obigen Erörterungen nicht richtig; es ist aber auch gezeigt worden, wie diese nicht zutreffende Meinung entstehen konnte. „Der Monsun", d. i. der des Indischen Ozeans, hat allerdings fast die ganze Tropenzone, die Äquatorialzone mit inbegriffen, in seinen Bereich einbezogen, aber nur infolge der hohen Erwärmung der aussertropischen Teile der Festländer, welche den Indischen Ozean fast allseitig umschliessen.

---

[1]) Die Methode der Elimination der mehr beständigen mittleren Windrichtung, um sekundäre Einflüsse auf die Richtung des Windes klarzustellen (tägliche Periode, halbjährige Periode etc.), erweist sich sehr nützlich, wie namentlich Rykatschew auch bei der Konstatierung von Monsunwinden in höheren Breite gezeigt hat. Bezeichnen A und B die beiden rechtwinkligen Windkomponenten des ganzen Jahres oder Tages, A' und B' jene eines Monates, einer Jahreszeit oder Stunde, φ' deren mittlere Richtung und R' deren Resultante, so ist:

$$\operatorname{tang} \varphi' = \frac{A' - A}{B' - B} \qquad \text{und} \qquad R' = \frac{A' - A}{\sin \varphi'}.$$

2 Die Richtungen der Monsunwinde Die Kontinente der mittleren und hoheren Breiten werden, wie die Isothermenkarten wenigstens bei den grosseren Landflachen zeigen, im Winter von hohem Luftdruck an der Erdoberflache eingenommen, im Sommer von niedrigem Umgekehrt verhalt es sich über den Meeren. Die Tendenz zur Bildung von Barometermaximis und -Minimis in den entgegengesetzten Jahreszeiten ist selbst auf kleinen Landflachen und Inseln vorhanden und wird nur durch die grosseren Unterschiede in der allgemeinen Luftdruckverteilung gewohnlich uberdeckt, kommt aber sogleich zum Vorschein, wenn Perioden gleichformiger Druckverteilung uber grosseren Teilen der Erdoberflache sich vorubergehend einstellen [1])

Diesem Wechsel der Luftdruckverteilung vom Winter zum Sommer entspricht auch ein Wechsel von anticyklonalen Luftstromungen über den Landflachen im Winter, und cyklonalen im Sommer, ein Abfliessen der Luft vom Lande nach allen Seiten im Winter, ein analoges Zufliessen von der See her im Sommer Jedem dieser unteren Systeme von Luftstromungen entspricht aber, wie es dem Schema der Konvektionsstromungen auf S 412 u 413 entspricht, auch ein oberes von entgegengesetzter Richtung Uber der sommerlichen cyklonalen Luftbewegung fliesst die uber dem Lande erwarmte Luft in der Hohe nach allen Seiten ab und bildet ein anticyklonales Windsystem Dasselbe geht sogar, wie dies fruher schon hervorgehoben worden ist, der cyklonalen Luftbewegung unten voraus, denn erst wenn die Luft uber dem Lande allmahlich von unten her durchwarmt und dadurch langsam gehoben (kein Wind in die Hohe!), oben abzufliessen begonnen hat, sinkt unten der Luftdruck und konnen sich erst dann die cyklonalen Zuflusse unten einstellen Ebenso, wenn im Winter die Temperatur uber den Landflachen sinkt, sinkt uber denselben in der Hohe der Luftdruck, die Luft der umgebenden Meere erhalt (in der Hohe) ein Gefalle gegen die Landflachen, stromt oben denselben zu, dadurch steigt unten der Luftdruck und es kann nun erst das anticyklonale Abfliessen der Luft vom Lande gegen das Meer in Gang kommen Immer geht das System der oberen Luftstromungen (cyklonal im Winter, anticyklonal im Sommer) voraus, dasselbe bedarf auch viel kleinerer Gradienten wegen des geringen spezifischen Gewichtes der in Bewegung gesetzten Luftmassen und wegen der sehr geringen Bewegungswiderstande (innere Reibung der Luft).

Das allgemeine Schema der Richtungen der Monsunwinde an der Erdoberflache ist demnach

Kontinent	Hauptrichtungen der Monsunwinde			
	Westseite	Nordseite	Ostseite	Sudseite
	Nordliche Hemisphare			
Winter	SE	SW	NW	NE
Sommer	NW	NE	SE	SW
	Sudliche Hemisphare			
Winter	NE	SE	SW	NW
Sommer	SW	NW	NE	SE

Dies entspricht den Diagrammen auf S 424 u 425.

II. Übersicht über die verschiedenen Monsungebiete.

1. Die Monsune Asiens. Eine dem obigen Schema entsprechende Windverteilung und einen derartigen Windwechsel vom Winter zum Sommer treffen wir

[1]) S z B Hoffmeyer in Met Z B XIV. 1879 S 73 und zugehorige Isobarenkarte

in der That an über dem grössten Kontinente der Erde, über Asien. Nur auf dessen Westseite werden die Verhältnisse etwas komplizierter durch die hier angelagerte europäische Halbinsel, die durch ihre reiche Gliederung zum Teil selbständige Windsysteme zur Entwickelung bringt.

Die allgemeinen Windverhältnisse Asiens (sowie der anderen Kontinente) und ihr Wechsel vom Winter zum Sommer mögen in einem Atlas der Meteorologie oder auch in den meteorologischen Karten von Debes' Handatlas eingesehen werden. Die in den extremen Jahreszeiten vorherrschenden Winde an den Küsten und über den Ozeanen zeigen die diesem Buche beigegebenen Windkarten des Atlantischen, Indischen und Grossen Ozeans.

Die interessante Thatsache, dass selbst die schon jenseits des Polarkreises gelegene Nordküste von Asien Monsunwinde hat, wurde zuerst von Kämtz vermutet, der einen solchen Windwechsel an der Küste des Weissen Meeres konstatiert hatte. Middendorff konnte später die Existenz solcher Winde in Nordasien bestätigen.[1]) An der Küste des Weissen Meeres bewirkt der Winter Luftströmungen, deren Richtung S 29° W ist, der Sommer solche von der Richtung N 41° E, also ganz dem obigen Schema entsprechend.[2]) Zu Ssagastyr an der Lena-Mündung (73° 23′ nördl. Br., 124° 5′ östl. L.) sind die Abweichungen der mittleren Windrichtung des Winters und des Sommers vom Jahresmittel: Winter S 23° W, Sommer E 36° W, also echte Monsunwinde.[3])

Also noch jenseits des Polarkreises kommen Monsunwinde vor.

Der Monsuncharakter der Winde an der Ostküste Asiens ist längst bekannt. Dass hier Monsunwinde und mit ihnen echtes Monsunwetter in hohe Breiten hinauf und weit ins Inland hinein sich erstrecken, hat Woeikof zuerst zur allgemeinen Kenntnis gebracht.[4]) Im Winter herrschen strenge Landwinde aus NW vor, im Sommer Seewinde aus SW, S bis SE. Die ersteren sind trocken und klar, die letzteren trüb und regenbringend, es tritt daher vom Winter zum Sommer ein schroffer Klimawechsel ein.

Häufigkeit der Winde in Ostasien (Proz.).

	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
Winter	12	7	6	4*	4	9	24	**34**
Sommer	7	9	17	**22**	16	10	9	10

Die graphische Darstellung dieser Windverhältnisse findet man auf S. 380.

In Zikawei (bei Shanghai), 31·2° nördl. Br., ist die jährliche Variation der Windrichtung folgende: November bis Januar N 14° W; Februar und März N 35° E, April bis August S 75° E, September und Oktober N 40° E.

---

[1]) Kämtz, Bulletin der Petersburger Akademie. Tome V. 1846. Middendorff, Reise in Sibirien. B. III. Klima.

[2]) Rykatschew, Die Verteilung der Winde am Weissen Meer. Rep. f. Met. Tome VII. Nr. 4. Die obigen Richtungen sind die Abweichungen der Winter- und Sommerwinde von der mittleren Windrichtung des Jahres im Mittel von 10 Stationen. Die Winddrehung in Archangl selbst ist im Mittel 1813—1865: Winter S 13° W, Frühling N 81° W, Sommer N 19° E, Herbst S 34° W.

[3]) Die mittleren Windrichtungen und deren Grösse nach Jahreszeiten sind hier: Winter S 9° W 42 Proz., Frühling S 38° E 20 Proz., Sommer E 3° N 30 Proz., Herbst S 40° W 26 Proz., Jahr S 13° E 17 Proz. Aus den Häufigkeiten berechnet, entsprechen also, was hier von Belang ist, der Dauer der Winde.

Für das Mündungsgebiet des Jenissei hat Stelling gefunden: Winter S 22° E, Frühling S 81° E, Sommer N 25° W, Herbst S 47° E, dies entspricht der Drehung des Windes an der Westseite eines Kontinentes. Im allgemeinen herrschen im nördlichen Teile von Westsibirien im Sommer nördliche, im Winter südliche Winde. E. Stelling, Mittlere Windrichtung am unteren Lauf des Ob und des Jenissei. Rep. f. Met. VIII. Kleinere Mitteilungen S. 4.

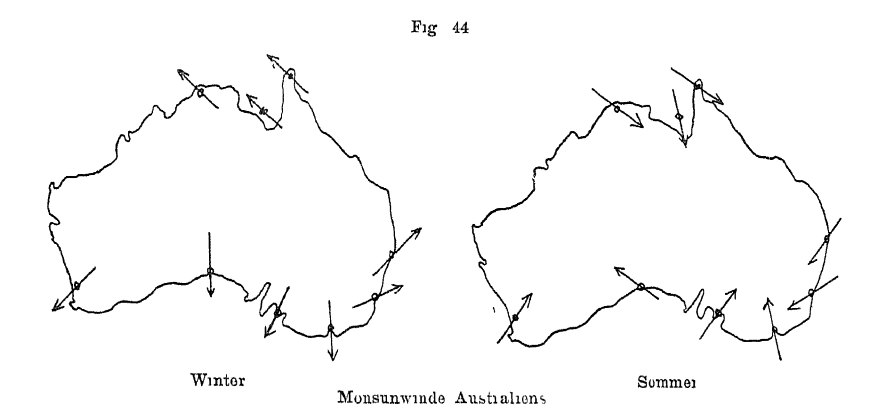
[4]) Woeikof, Über das Klima von Ostasien. Zeitschrift f. Met. V. S. 39.

Über die Windverhaltnisse von Japan existiert eine grundliche Monographie von Knipping [1])

Die Monsunwinde Sudasiens sind am langsten und grundlichsten bekannt Der Sommermonsun aus SW im Indischen Ozean und Arabischen Meere und uber den selbe umschliessenden Landern bis an den Gebirgswall des Himalaya ist die machtigste Monsunstromung, die es uberhaupt giebt, und die auch in dem Kapitel uber die allgemeine Zirkulation der Atmosphare einen Platz finden wird Selbst die Luft der sudlichen Hemisphare bis zum subtropischen Gurtel hinab wird uber den Aquator herubergezogen und nahrt den Indischen Monsun Der Nordostmonsun des Winters im tropischen nordlichen Indischen Ozean ist eigentlich die regulare Passatstromung dieser Breiten An der Ostkuste Afrikas, wo der NE durch die Erwarmung dieses Kontinentes uber den Aquator hinuber in die sudliche Hemisphare gezogen wird, tritt derselbe als Sommermonsun auf Beim Ubertritt in die sudliche Hemisphare wird uber dem Indischen Ozean der NE nach N und selbst nach NNW abgelenkt (Man sehe die spater folgenden Windkarten des Indischen Ozeans.)

Auf der Westseite des asiatischen Kontinentes im sudlichen Westsibirien, in Turkestan und im Sudosten des europaischen Russland herrschen im Winter sudliche und ostliche Winde, im Sommer aber NW-Winde, so dass die Anderung der Windrichtung in den entgegengesetzten Jahreszeiten auch einen Monsuncharakter hat, wie er der Westkuste eines Kontinentes der nordlichen Hemisphare entspricht

Fig 44



Monsunwinde Australiens

2. Die Monsune Australiens und Westafrikas Eine viel schwachere Monsunstromung als die sudasiatische wird im sudlichen Sommer durch die Erwarmung des Kontinentes von Australien und der nordlich angrenzenden sehr warmen seichten Meere bewirkt Sie tritt, der Richtung der Ablenkung aquatorialer Winde auf der sudlichen Halbkugel folgend, als NW-Wind auf und bildet den NW-Monsun des malayischen Archipels, Neu-Guineas, Nordaustraliens und eines Teiles des Indischen Ozeans Im sudlichen Winter (Mai bis Oktober ca) herrscht dann in diesen Gegenden der fur die Breite normale SE-Passat

Die tropische Westkuste Afrikas (Sierra Leone und Senegambien) bewirkt im

[1]) Knipping, Die jahrliche Periode der mittleren Richtung der unteren und oberen Luftstromungen in Japan Abhandlungen der Leop Car Akad B LXI Nr 3 Halle 1894

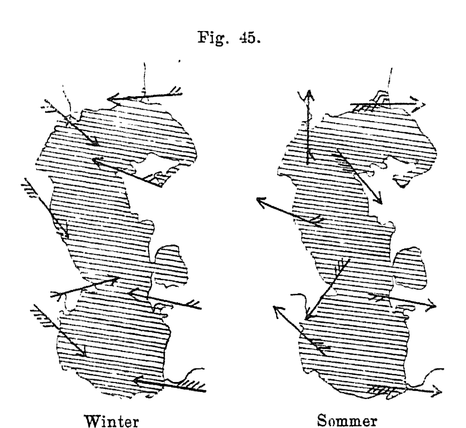
Sommer (Juli bis September) eine Ablenkung der Passatströmung landeinwärts als (Regen-)Monsun[1]) aus SW und W.

Die Monsunwinde und deren jahreszeitlichen Wechsel auf einem Kontinent der südlichen Hemisphäre, auf dem Festlande von Australien, zeigen die vorstehenden Figuren (44). Die Windpfeile geben die Richtung des vorherrschenden, d. i. des häufigsten Windes an (für Port Darwin, Sweers-Insel, Cap York im Norden, Brisbane, Sydney im Osten, Melbourne, Adelaide und Eucla im Süden, Perth im Westen).

Strengen Monsuncharakter haben nur die Winde in Nordaustralien. In den aussertropischen Küstenländern sind die Winde mehr variabel, am beständigsten noch an der Westküste.[2])

3. In Nordamerika kommen ausgeprägte Monsunwinde nur in Texas zur Entwickelung.[3]) An der Ostküste der Vereinigten Staaten herrschen wohl im Winter die Landwinde aus NW sehr stark vor, im Sommer aber dreht sich der Wind nur nach SW, nicht nach S und SE wie in Ostasien. Auf der Westseite von Amerika sind Monsunwinde nur an der kalifornischen und mexikanischen Küste anzutreffen.

Fig. 45.



Winter Sommer

Monsunwinde des Kaspischen Meeres nach Rykatschew.

In Bezug auf weitere Nachweise über das Auftreten von Monsunwinden muss auf die Klimatologie verwiesen werden, besonders aber auf Supans Statistik der unteren Luftströmungen.

Zum Schlusse soll noch ein lehrreiches Beispiel für die Entstehung von Monsunwinden an den Küsten grosser Binnenseen Platz finden. Rykatschew hat auf die Winde des Kaspischen Meeres im Winter und im Sommer die früher (S. 402 u. 443) erläuterte Methode der Ermittelung des Lokaleinflusses auf die allgemeinen Luftströmungen angewendet und Resultate erhalten, welche in den nebenstehenden Figuren eine graphische Darstellung gefunden haben. Im Winter wehen überall die lokal bedingten Winde auf das wärmere Meer hinaus, im Sommer dagegen vom Meere auf das Land. Es entstehen Land- und Seewinde von halbjähriger Dauer, also Monsunwinde.

---

1) Gorée und St. Louis (15° nördl. Br.) haben folgende durchschnittliche Windverteilung in den extremen Jahreszeiten:

	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
Winter	27	**28**	20	0	0	0	0	9
Sommer	14	5	1	2	5	11	**29**	17

Oberhalb dieses afrikanischen SW-Monsuns ziehen aber die hohen Wolken vorwiegend aus NE.

2) Änderung der Häufigkeit der Hauptwindrichtungen (Prozente) vom Winter zum Sommer an den aussertropischen Küsten von Australien:

Australien	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
				Sommer — Winter				
Ostküste	1	**19**	13	12	3	—14*	—25*	— 9
Südküste	—13*	—11	1	**12**	**12**	6	1	— 8
Westküste	— 3	—21*	5	6	4	**20**	1	—12

3) S. Harrington. The Texas Monsoons. Phil. Soc. Washington. Vol VII. 293. 1894.

III. Die Mächtigkeit der Monsunwinde und einiges über die Gradienten derselben.

Da die Monsunwinde Konvektionsstromungen im grossen Stile sind, so liegt es nahe, nach der Hohe der neutralen Flache gleichen Druckes zu fragen, welche kein Gefalle hat, die also das untere Windsystem, das wir allein direkt beobachten konnen, von dem oberen trennt, welches dem unteren entgegengesetzt ist

Wahrend bei den Land- und Seewinden die Feststellung ihrer Machtigkeit nicht so schwierig war, ist dies bei den grossen Monsunstromungen nicht leicht, wegen der grossen Machtigkeit derselben und weil sie teilweise schon bis zu Hohen hinauf reichen, in welchen die allgemeine Zirkulation der Atmosphare zwischen dem Aquator und den Polen mit ihnen konkurrieren und dadurch die normale obere Zirkulation storen oder teilweise unterdrucken So wird z B. die grosse asiatische Anticyklone des Winters in der Hohe wahrscheinlich fast ausschliesslich von den in diesen Breiten allgemein herrschenden oberen Westwinden gespeist und nicht durch Zuflusse von allen Seiten, so dass die regulàre cyklonische Luftbewegung oberhalb der unteren Anticyklone nicht zur volligen Entwickelung kommt Die Beobachtung des Zuges der Cirruswolken an der Ostkuste Asiens in Zikawei (31° N.) lasst in dieser Hohe wenigstens keine oben einstromenden E- und SE-Winde erkennen G. Schott aber bemerkt, dass die Alto-Cumuli uber dem NE-Monsun der Chinasee aus SSW und SW ziehen (in Cochinchina aus W und NW) Zu Hongkong (22° nordl Br) ziehen die Cirruswolken im Winter aus WSW und W. Im Sommer, wenn in Ost- und Sudasien unten die SW- und S-Stromung herrscht, ergeben die Cirrusbeobachtungen zu Hongkong in der Hohe NE bis NNE, also ein anticyklonales Ausfliessen der Luft in der Hohe aus Asien, und nach G Schott ziehen die Alto-Cumuli in der Chinasee dann aus NNE, NE und SE [1])

Auch zu Zikawei kommt der Zug der Cirruswolken im Sommer aus nordlicher Richtung Wie weit sich oberhalb der grossen Sommercyklone uber dem Kontinent von Asien eine regulare anticyklonale Luftbewegung allseitig einstellt, lasst sich gegenwartig noch nicht konstatieren Im allgemeinen wird das System der oberen Konvektionsstromungen in den hoheren Breiten durch die vorherrschenden Westwinde mehr oder weniger verdeckt oder verwischt. Durch eine entsprechende Analyse der Wolkenbewegungen, indem man dieselbe als Resultante der allgemeinen Weststromung und einer lokalen (oberen) Monsunstromung auffasst, konnte die Richtung der letzteren angenahert festgestellt werden

Nur bei der indischen Monsunstromung lassen sich deren vertikale Dimensionen einigermassen berechnen. Das Gebiet derselben ist nicht nur von zahlreichen meteorologischen Stationen besetzt, es befinden sich unter denselben auch hochgelegene Orte sowohl in 7—8° nordl Br als auch auf der Südseite des Himalaya in 27—30° nördl Br Der Wintermonsun findet uberdies an dieser hohen Gebirgsmauer eine natürliche nördliche Begrenzung, seinen Ausgangspunkt

Blanford, Hill und E. Douglas Archibald haben versucht, die obere Grenze des Winter- und Sommermonsuns Vorderindiens festzustellen und sind zu folgenden interessanten Ergebnissen gelangt [2])

Die Bergstationen am Sudfusse des Himalaya, z B Darjeeling im Osten

---

[1]) Gerhardt Schott in Pet Geogr Mitteilungen Ergänzungsheft 109 Gotha 1893

[2]) Blanford, Indian Met Vademecum pag 79 S A Hill, The Met of the NW-Himalaya Indian Met Memoirs Vol I XII pag 427 D Archibald, The height of the Neutral plane of pressure and depth of Monsoon Currents in India Quart Journ R Met Soc Vol X 1884 pag 123

(2110 m), Simla (2155 m), Chakrata (2150 m) im Westen in 27—30$^1/_2$^{0} nördl. Br., liegen schon oberhalb der nördlichen Winde, die im Winter über den Ebenen Nordindiens herrschen und den Wintermonsun bilden, der im Süden in den NE-Passat übergeht. Auch zu Newera Eliya auf Ceylon (1870 m) ist die Windrichtung im Winter südlich (zwischen SW und SE). Der Wintermonsun ist daher nicht 2000 m mächtig.

1. Mächtigkeit und Gradient des Wintermonsuns. Auf der Linie Ceylon-Sikkim von 7—27^0 nördl. Br. ergiebt sich dieselbe (Dezember bis Februar) zu 1830 m, auf der Linie Ceylon-NW-Himalaya 7—30^0 nördl. Br. zu 1550 m (November bis Januar). Die Luftdruckdifferenz Süd-Nord in der Höhe von 2134 m (7000 engl. Fuss) ist auf ersterer Linie 2·0 m, auf letzterer 1·3 mm. Das Gefälle geht nach N, giebt also Südwinde in 2100 m.

Das untere Gefälle ist aber von Nord nach Süd gerichtet. Die Luftdruckdifferenz Süd-Nord ist — 2·6 mm resp. — 3·7 mm. Dies ist das Gefälle für den nördlichen Monsun an der Erdoberfläche (0·13 bis 0·14 mm pro Grad).

Für den Januar findet Archibald die Mächtigkeit des Monsuns: Ceylon-Sikkim 2120 m, Ceylon-NW-Himalaya 1700 m, unterer Gradient (pro Grad) 0·18 im Mittel. In 2134 m (7000 feet) ist der Gradient schon umgekehrt und giebt Südwinde.

2. Mächtigkeit und Gradienten des Sommermonsuns (des SW-Monsuns). Erstere entzieht sich der direkten Beobachtung und lässt sich nur berechnen.

Im Mittel von Juni bis August ergiebt sich die Höhe der neutralen Druckfläche auf der Linie Ceylon-Sikkim zu 3320 m, auf der Linie Ceylon-NW-Himalaya zu 4480 m. Die Luftdruckdifferenz Ceylon-Sikkim ist dann im Meeresniveau 6·5 mm, Ceylon-NW-Himalaya 8·9 mm und das Gefälle nach N gerichtet (Gradient also 0·3 mm). Dieser kleine Gradient setzt einen sehr kräftigen SW-Wind in Bewegung. In der Höhe von 7000 engl. Fuss (2134 m) ist der Gradient noch gleichgerichtet, beträgt aber nur mehr 0·1 bis 0·15 mm. In Südindien herrschen dann in dieser Höhe W- und NW-Winde (Ceylon und Dodabetta Peak 2643 m).

Der SW-Monsun ist also 3$^1/_2$ bis 4$^1/_2$ km mächtig, d. i. mehr als das doppelte der Mächtigkeit des NE-Monsuns.

Im Winter sinkt die neutrale Druckfläche in NW-Indien bisweilen bis zum Niveau der Ebenen herab und es herrschen dann daselbst südöstliche und südliche Winde, während weiter im Süden der Wind nördlich bleibt. Die Hebungen und Senkungen der neutralen Fläche gleichen Druckes in den verschiedenen Jahrgängen hat D. Archibald berechnet, da die entsprechenden Variationen der Mächtigkeit des Monsuns in Beziehung stehen mögen mit der Ergiebigkeit der Monsunregen, die für Indien von grösster Wichtigkeit ist.

3. Die Mächtigkeit des NW-Monsuns auf Java glaubt Junghuhn als niemals 2000 m überschreitend schätzen zu dürfen. Zu Tosari (Java), 1780 m, macht sich der NW-Monsun nicht bemerkbar, das ganze Jahr lässt sich der SE-Passat konstatieren. Die Rauchsäulen der hohen Vulkane auf Java bezeugen die ungestörte Herrschaft des SE-Passates oberhalb 2000 m, ihre Richtung nach NW hin wird von der unteren Monsunströmung des Winters nicht gestört.[1])

Das Luftdruckgefälle, das den NW-Monsun erzeugt, ist nicht merklich kleiner als das des SW-Monsuns Indiens. Der Luftdruckunterschied zwischen dem Äquator und Nordaustralien beträgt im Dezember 5$^1/_2$ mm auf 14—15 Breitegrade. Der Gradient ist somit 0·36 mm ca.

---

[1]) Nach Kohlbrugge steigen die Rauchsäulen des Bromo und Semeru zuweilen gerade auf, und in sehr seltenen Fällen ziehen sie auch ostwärts. Met. Z. XXXIV. 1899. S. 19.

Sechstes Kapitel

Der Luftaustausch zwischen Äquator und Pol oder die grosse Konvektionsstromung der ganzen Atmosphäre (die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre)

I. Überblick über die an der Erdoberfläche vorherrschenden Windrichtungen nach den Beobachtungsergebnissen.

Allgemeiner Uberblick Jede der neueren besseren Windkarten zeigt folgende allgemeine Verhaltnisse der Luftstromungen an der Erdoberflache [1])

In der Tropenzone wehen in runder Zahl von 30° nordl und 30° sudl Br an gegen den Aquator hin auf der nordlichen Halbkugel NE-Winde, auf der sudlichen Halbkugel SE-Winde, die Passate, in der Nahe des Aquators getrennt durch eine schmale Zone schwacher veranderlicher Winde und Windstillen, den sog Kalmengurtel (oder Doldrum)

An den polaren Grenzen der Passate findet man dann zunachst schwache Winde und Windstillen, zwei aussertropische Windstillengebiete, die Gurtel der sog Rossbreiten (zur See), jenseits derselben herrschen auf der nordlichen Hemisphare SW- und WSW-Winde, auf der sudlichen NW- und WNW-Winde, aber durchaus nicht von gleicher Bestandigkeit der Richtung wie die Passate, sondern vielfach veranderlich nach Richtung und Starke

In der Tropenzone herrschen demnach Ostwinde gegen den Aquator hin gerichtet, jenseits 30° nordl und sudl Br aber Westwinde mit einer Komponente der Bewegung gegen den Pol hin gerichtet Im inneren Zirkumpolargebiet ergaben die Beobachtungen wieder vielfach Winde, die vom Pol herkommen, die also einem dritten Windsystem auf jeder Halbkugel anzugehoren scheinen, das aber beschrankt und wenig bestimmt auftritt

Diese Windsysteme oder Windgurtel treten uber den Ozeanen am bestimmtesten auf, unterliegen dagegen uber den Kontinenten manchen Storungen

Dies ist namentlich ausserhalb der Tropen der Fall und besonders in der nordlichen Halbkugel, wo die Kontinente die Winde in den entgegengesetzten Jahreszeiten verschieden beeinflussen und aus ihren Richtungen ablenken (Monsune) Die Kontinente schwachen auch wesentlich die Starke der Luftbewegung durch die Reibung, welche die Winde uber den Unebenheiten des Landes erleiden, und durch die Mischung der unteren, mehr ruhenden, mit den oberen, starker bewegten Luftmassen. Dieser Vorgang tritt, wie wir schon wissen, namentlich bei Tage ein

Den oben kurz charakterisierten Windgurteln entsprechen auch Gurtel oder Zonen hoheren und niedrigeren Luftdruckes an der Erdoberflache Dem aquatorialen windstillen Gurtel entspricht ein Gurtel niedrigen Luftdruckes, von welchem aus der Luftdruck beiderseits bis zu und noch uber 30° Breite hinaus zunimmt Von da

[1]) Die grossten Sammlungen der Ergebnisse der Windbeobachtungen in Bezug auf die Richtung der Winde sind Coffin, Tables and Charts of the Winds of the Globe Smith Contributions Vol XX Washington 1876 Mit einer Diskussion der Ergebnisse von A Woeikof (In erster Auflage Coffin, Winds of the Northern Hemisphere New York 1853.)

A Buchan, Atmospheric Circulation Challenger Report Physics and Chemistry Vol II Part V Table VII pag 114—191

A Supan, Statistik der unteren Luftstromungen Leipzig 1881

ab vermindert sich der Luftdruck wieder und erreicht in runder Zahl unter 60° Breite einen kleinsten Wert, so dass sich wieder eine geringe Zunahme gegen die Pole hin bemerklich macht.

Im windstillen Gürtel am Äquator herrscht niedriger Luftdruck, während in den windstillen Gürteln an der Polargrenze der Passate hoher, ja sogar der höchste mittlere Luftdruck angetroffen wird. Ergänzend mag hinzugefügt werden, dass, während das windstille Gebiet am Äquator durch starke Bewölkung und grosse Regenmenge ausgezeichnet ist, die windstillen Gebiete an der Polargrenze der Passate sehr trocken sind und heiteren Himmel haben. Von da ab gegen die Pole hin nehmen Trübung und Niederschläge wieder zu.

In tabellarischer, schematischer Form lassen sich demnach die Windzonen und Luftdruckgürtel an der Erdoberfläche so darstellen:

Breite 60° N. 30° 10° Äqu. 10° 30° 60° S.
Wind WSW | NE ENE | ESE SE | WNW
Luftdruck 758[1]) 762·5 758 758 759 763·5 743

Die Vertikalstriche deuten die Einschaltung windstiller Gebiete („Mallungen") an, es sind dies die Gürtel der „Rossbreiten" und des äquatorialen „Doldrums".

Speziellere Beschreibung der Windgürtel. A. Die Passate. Dieselben werden gekennzeichnet durch die Beständigkeit, mit der sie eine gewisse Richtung einhalten und an bestimmten Teilen der Erdoberfläche fast stets anzutreffen sind. [2]) Die Strömung der Passate ist eine regelmässige und gleichmässige, Stürme, Drehungen des Windes, Windstillen sind im mittleren Teile der Passatregionen sehr selten.

Die mittlere Windstärke in dem zentralen Teile der Passatregion ist 6—8 m pro Sekunde. Maury berechnet aus der mittleren Geschwindigkeit der Segelschiffe in den Passatregionen die mittlere Geschwindigkeit des NE-Passates im nördlichen Atlantischen Ozean zu $6\,{}^1/_4$ Knoten pro Stunde, des SE-Passates im südlichen Atlantischen Ozean und Südindischen Ozean zu 8 Knoten.[3])

Überall weht der Passat strenger im Winter als im Sommer.

Im Grossen Ozean wehen die Passate nicht mit gleicher Strenge und Beständigkeit wie über dem Atlantischen Ozean.

Bemerkenswert ist die Unterbrechung der Passatzone westlich von 140° E in dem Raume von „den niedrigen Inseln" bis gegen die Gilbertsinseln und Karolinen (20° südl. Br. bis 5° nördl. Br.) namentlich vom Januar bis Juni und Oktober bis Dezember. Im nördlichen Sommer schliesst sich diese anomale Lücke in dem Gürtel des SE-Passates, der dann bis gegen 8° nördl. Br. hinaufweht (von 20° südl. Br.).

Auf der Ostseite jedes der Ozeane entfernt sich der Passat an seiner Polargrenze weiter vom Äquator als an der Westseite.

Gegen die Westseite der Ozeane hin werden die Passate östlicher und erreichen im Atlantischen Ozean die westindischen Inseln, sehr häufig auch die Küste von

---

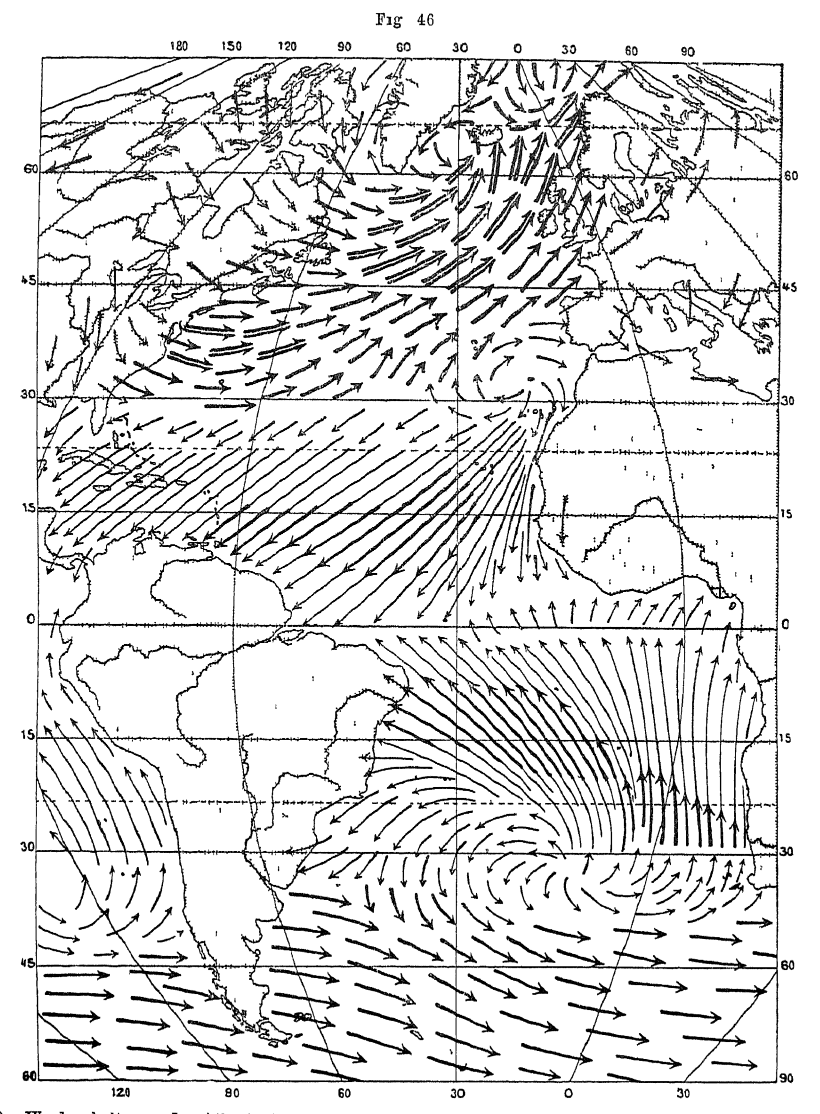
[1]) Unter 75—80° N. 760 mm.

[2]) Die Bezeichnung trade-winds im Englischen ist nicht, wie das früher vielfach geschah, mit „Handelswinde" zu übersetzen, was man dahin deutete, dass sie den Handel befördern helfen, weil sie den Seefahrern von grossem Vorteil sind, sondern mit Winde, die ihre Richtung einhalten, „to blow trade" to blow always in the same course. Trade is properly that path, which we tread; tread aus dem angelsächsischen tredan. Siehe Wm. M. Davis, American Met. Journ. Vol III. pag. 111. Bei den Franzosen heissen die Passate vents alizés, von einem alten französischen Worte alis, das regelmässig sagen will. Die Spanier nannten die Passate Brisen, die Bezeichnung Passate brachten die Holländer in Gebrauch.

[3]) Maury, Physical Geography of the Sea. 15. Ed. London 1874. Ships used as anemometers. pag. 432 bis 434.

Brasilien, als Ostwinde. Auch im Grossen Ozean wehen sie viele Längegrade hindurch zu beiden Seiten des Äquators parallel mit demselben (Laughton).

Fig. 46.



Die Windverhältnisse des Atlantischen Ozeans im Januar und Februar. (Nach Angot, Météorologie.)

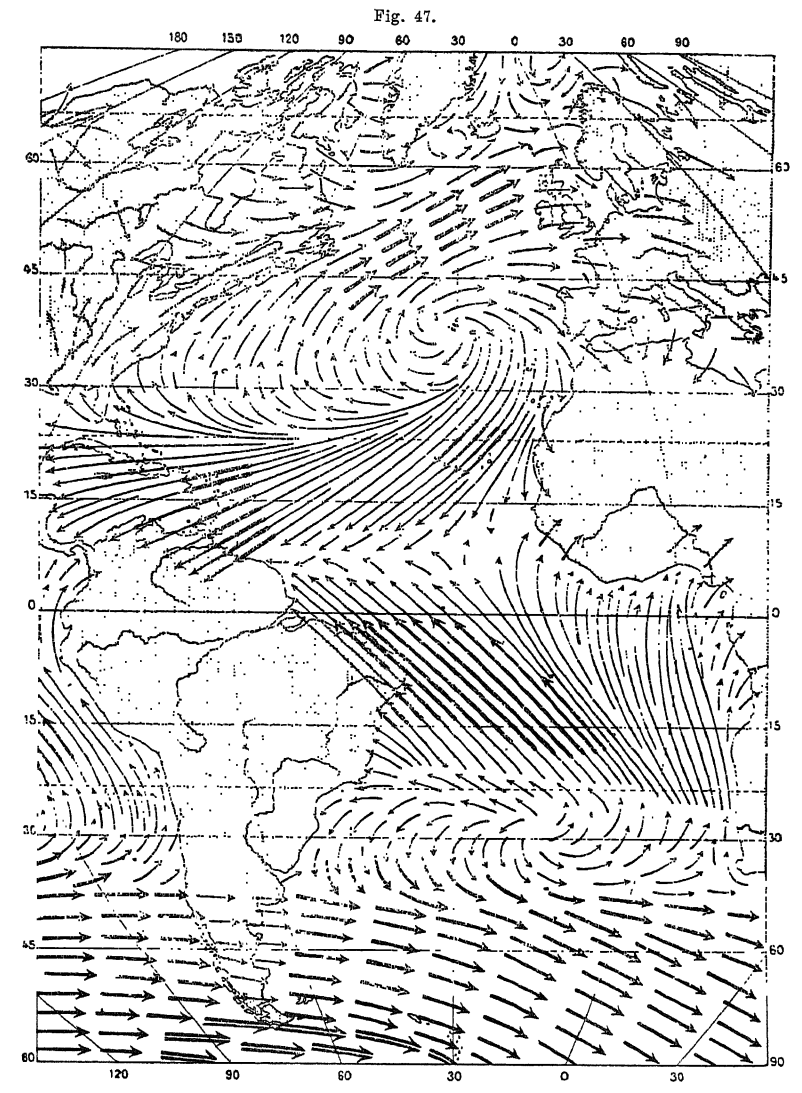
Die erste genauere Kenntnis der Passate findet man bei dem Astronomen Halley und dem berühmten Seefahrer Dampier [1]).

Die gegenwärtigen Kenntnisse über die Begrenzung der Passatzonen und des

[1]) Halley, An Historical Account of the Trade Winds and Monsoons observable in the Seas between and near the Tropicks, with an attempt to assign the Physical cause of said Winds. Phil. Trans. 1686. Vol. XVI. Dampier, Traité des vents. Amsterdam 1701, und Discourse of the Trade-winds in Voyages and Descriptions

windstillen Zwischengürtels, sowie der Verschiebung derselben nach den Jahreszeiten und der Variationen, welchen die Richtung und Stärke der Passate auf diesen

Fig. 47.



Die Windverhältnisse des Atlantischen Ozeans im Juli und August. (Nach Angot: Météorologie.)

Gebieten unterliegt, findet man am besten niedergelegt in dem Atlas des Atlantischen, des Indischen nnd des Stillen Ozeans der Deutschen Seewarte, sowie in

---

London 1705. Vol II. Interessant ist das folgende Citat aus Baco. Historia ventorum. Opera omnia. Francoforti 1665. Constat navigantibus intra tropicos libero aequore flare ventum constantem et jugem (Brizam vocant nautae) ab oriente in occidentem. — Quod briza illa inter tropicos luculenter spiret, res certa, causa ambigua. — J. Seller hat 1675 die Grenzen des NE-Passates festgestellt und auch die Richtung der oberen Gegenwinde (s. später).

den Pilot Charts des Londoner Meteorologischen Amtes und des Hydrographic Office in Washington [1])

Auf den beigegebenen Karten (Fig 46—49 und Tafel), welche den genannten Publikationen der Seewarte verkleinert entnommen sind, hat Koppen die Passate, sowie die vorherrschenden Westwinde der hoheren Breiten nach Richtung und Starke in bisher unubertroffener Klarheit zur Darstellung gebracht Dieselben uberheben uns einer spezielleren Beschreibung des Auftretens der Passate im Atlantischen, Indischen und Grossen Ozean

Die Sonne zieht die Passatgurtel und den Kalmengurtel bei ihrer jahrlichen Wanderung von Wendekreis zu Wendekreis hinter sich her, aber die Schwankungsbreite der Windgurtel ist eine sehr geringe, wie folgende mittlere Grenzen zeigen

Mittlere Polar- und Aquatorialgrenzen der Passate in den extremen Monaten

	Marz		September	
	Atlant Ozean	Grosser Ozean	Atlant Ozean	Grosser Ozean
NE-Passat	26—3° N	25—5° N	35—11° N	30—10° N
Kalmenzone	3° N—Aqu	5—3° N	11—3° N	10—7° N
SE-Passat	Aqu.—25° S	3° N—28° S	3° N—25° S	7° N—20° S

Man sieht, dass der Kalmengurtel in beiden Ozeanen nie auf die sudliche Hemisphare hinuberruckt. Es hangt dies damit zusammen, dass der Warme aquator stets auf der nordlichen Hemisphare verweilt Die mittlere Polargrenze des NE-Passates verschiebt sich vom Winter zum Sommer auf dem Atlantischen Ozean fast um 10 Breitegrade, auf dem viel breiteren Stillen Ozean nur um 5° Die Kalmenzone ist im nordlichen Sommer breiter, am breitesten auf dem viel schmaleren Atlantischen Ozean Der SE-Passat uberschreitet im Grossen Ozean das ganze Jahr hindurch den Aquator und weht auf die nordliche Hemisphare hinuber, auf dem Atlantischen Ozean nur im nordlichen Sommer

Die mittlere Breite des Gurtels des NE-Passates ist auf dem Atlantischen Ozean ca $23\frac{1}{2}^0$, auf dem Grossen Ozean 20°, die des Kalmengurtels auf dem Atlantischen Ozean etwa $5\frac{1}{2}^0$, auf dem Grossen Ozean nur $2\frac{1}{2}^0$, die Breite des Gurtels des SE-Passates auf dem Atlantischen Ozean $23\frac{1}{2}^0$, auf dem Grossen Ozean 24° Die Generalmittel sind: Passatzone 23°, Kalmengurtel 4°

---

[1]) Deutsche Seewarte, Hamburg Atlas des Atlantischen Ozeans 1882 Atlas des Indischen Ozeans 1891 Atlas des Stillen Ozeans 1896

Meteorological Office London Charts of Met Data for Square N 3, 0—10° N, 20—30° W. — Charts etc for Nine Ten-Degree Squares 20° N—10° S, 10—20° W Mit Text, unter dem Titel Remarks to accompany the Monthly Charts etc 1876 Wichtige Publikation für die Meteorologie der äquatorialen Region des Atlantischen Ozeans

Met Charts of the Southern Ocean between Cape of Good Hope and New Zealand 1899

Hydrographic Office London Pilot Charts for Atlantic Ocean — Wind and Current Charts for Pacific Atlantic and Indian Oceans

Weather Charts of the bay of Bengal and North Indian Ocean Blanford Simla 1886

— of the Arabian Sea and North Indian Ocean Eliot Simla 1888

Wyman, Hydrographer Washington Met Charts of Nord Pacific Ocean Washington 1878

Hydrographic Office Washington Pilot Charts for the North Atlantic Ocean Pilot Charts for the North Pacific Ocean Werden monatlich ausgegeben Wichtige Publikation für die Meteorologie dieser Ozeane

Kgl Niederländisches Meteorologisches Institut Abteilung Seefahrt Maandelijksche Windkaarten van den Atlantischen Ozeaan 4 Serien 1877—1884

Waarnemingen in den Indischen Ozeaan Dezember bis Februar, März bis Mai, Juni bis August Amsterdam 1889, 1892 u 1900

Altere Publikationen, z. B die von Maury etc, und fur kleinere Meeresteile sind absichtlich hier nicht angeführt





Im Indischen Ozean haben die extremen Jahreszeiten einen viel grösseren Einfluss auf die Verschiebungen der Passatgürtel als über den beiden anderen Ozeanen. Die Passate werden hier nördlich von 10° südl. Br. zu Monsunwinden in des Wortes weiterem Sinne. Nur zwischen 10° und 25° südl. Br. weht der SE-Passat konstant. Siehe die Windkarten S. 456 u. 457.

Das weite Übergreifen des tropischen Windsystems der einen Hemisphäre in die andere Hemisphäre fördert interessante Erscheinungen zu Tage, welche in Bezug auf die Einwirkung der Erdrotation auf die Ablenkungen der Windrichtungen von grossem Interesse und sehr lehrreich sind. Trotz gleichbleibender Richtung des Gradienten ändert die Luftströmung ihre Richtung nach dem Überschreiten des Äquators.[1])

Im südlichen Sommer weht der NE-Passat im Indischen Ozean über den Äquator hinüber bis gegen 10° südl. Br. Er gerät dabei in das Ablenkungsgebiet der südlichen Hemisphäre, wird nach links abgelenkt und aus dem NE- wird ein N- und endlich ein NW-Wind. Der NE-Passat tritt derart südlich vom Äquator als NW auf. Der Kalmengürtel liegt dann bei 10° südl. Br.

Davis nennt den NW-Wind des südlichen Sommers in der Mitte des Indischen Ozeans einen Monsun, weil im nördlichen Sommer in der gleichen Gegend ein SE-Wind, der SE-Passat, weht.[2]) Einen derartigen „Monsun“ über dem Ozean, der nicht an das Vorhandensein eines Festlandes gebunden ist, nennt Davis einen „terrestrischen Monsun“, weil er bloss von einer erheblichen Wanderung des Wärmeäquators abhängt (also allgemein von einer erheblichen Schiefe der Ekliptik). Allerdings ist derselbe nur über dem Indischen Ozean zu finden, und der entferntere Grund seiner Entstehung dürften doch wieder die Kontinente sein, die den Indischen Ozean einengen.

Im Sommer der nördlichen Halbkugel, wenn der Wärmeäquator dieses Gebietes über 30° nördl. Br. hinauf sich vom Äquator entfernt hat, überschreitet der SE-Passat den Äquator, wird dabei nach rechts abgelenkt zu einem S- und endlich zum SW-Wind und speist den SW-Monsun Indiens. Eine Windscheide zwischen den beiden Hemisphären in der Nähe des Äquators hat dann ganz aufgehört zu existieren. Vom Gürtel hohen Luftdruckes unter 30° südl. Br. hat sich im Juni ein einheitliches Druckgefälle über den Äquator hinüber eingestellt bis nach Nordindien hinauf, die Luftmassen der südlichen Hemisphäre von 30 oder 25° südl. Br. an folgen demselben und verschmelzen mit dem SW-Monsun Indiens. Ein Kalmengürtel existiert nicht mehr über dem Indischen Ozean, nur ein schwächeres Druckgefälle in der Gegend des Äquators erinnert noch an die Windscheide der beiden Hemisphären, die sonst in dieser Gegend in Form eines barometrischen Thales besteht, dem von beiden Seiten die Passate zuströmen.[3])

---

[1]) Über die Theorie dieser Ablenkung s. Guldberg und Mohn. Zeitschrift f. Met. B. XII. 1877. S. 177.

[2]) Mit dem gewöhnlichen Begriff eines Monsuns, nicht dem rein wörtlichen, ist aber der jahreszeitliche Wechsel von Winden mit entgegengesetzten Eigenschaften verbunden, der Wechsel trockener Land- und feuchter Seewinde. Oben sind dieselben als Konvektionsströmungen zweiter Ordnung behandelt worden, Davis bezeichnet sie als „kontinentale“ Monsune, während der „terrestrische Monsun“ der primären Zirkulationsströmung der Atmosphäre angehört, was Davis mit dem Beisatz terrestrischer Monsun ausdrücken will.

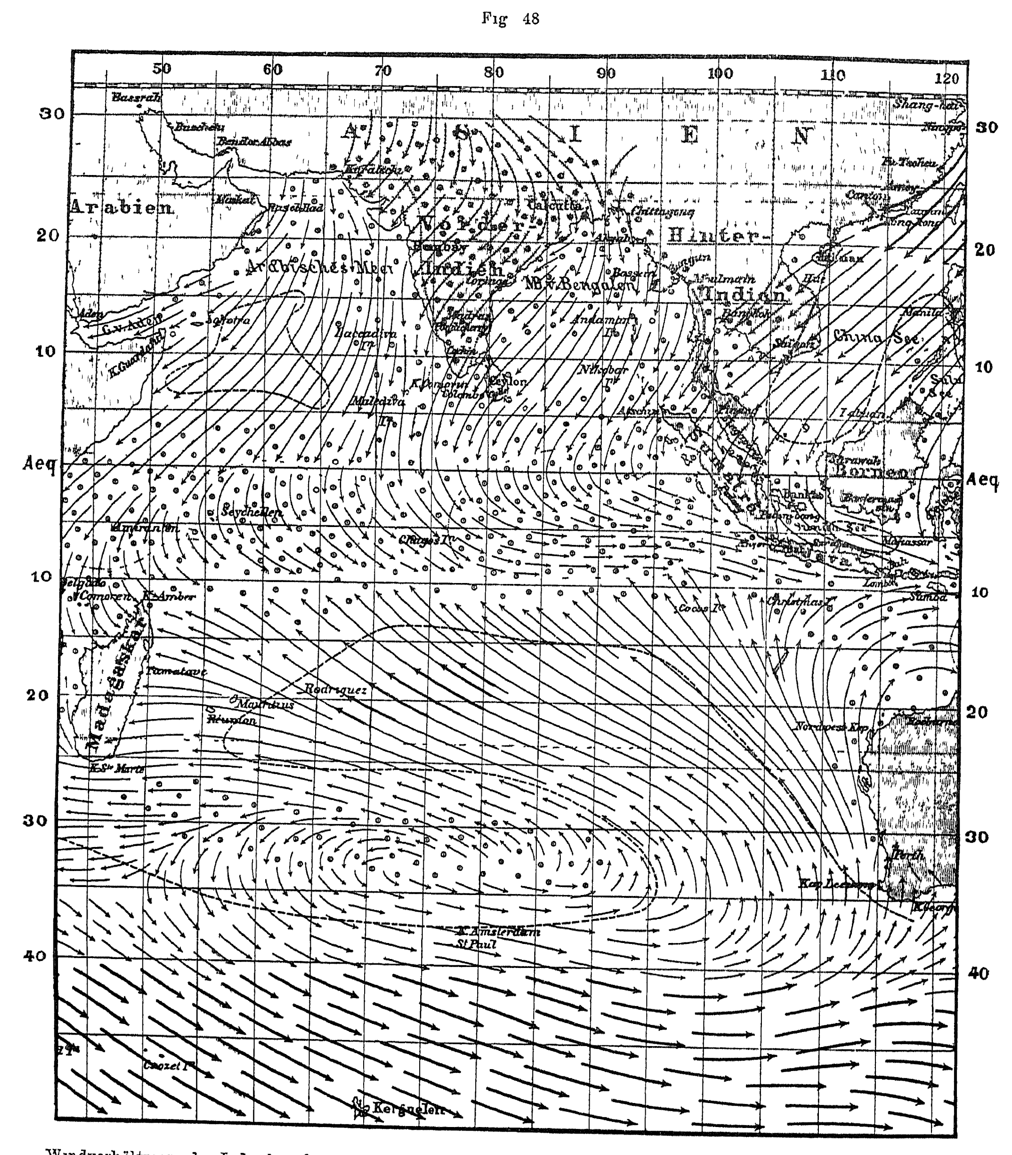
[3]) Dem „Segelhandbuch für den Indischen Ozean,“ S. 127, können wir folgende mittlere Luftdruckwerte entnehmen:

Mittlerer Barometerstand über dem Indischen Ozean. 700 mm +.

N 30	25	20	15	10	5	Äqu.	5	10	15	20	25	30	35	40°
Im Juli und August														
752	749*	752	755	757	758	759	760	761.3	764	766.5	768.4	**769**	767	762
Im Januar und Februar														
765	764.5	764	763.3	761.7	760	759*	759*	759.3	760	761.7	764	765.5	**765.7**	764

Näheres über den indischen SW-Monsun. Wenn im Frühling über Nordindien der Luftdruck sinkt und südliche und südwestliche Seewinde sich

Fig. 48.

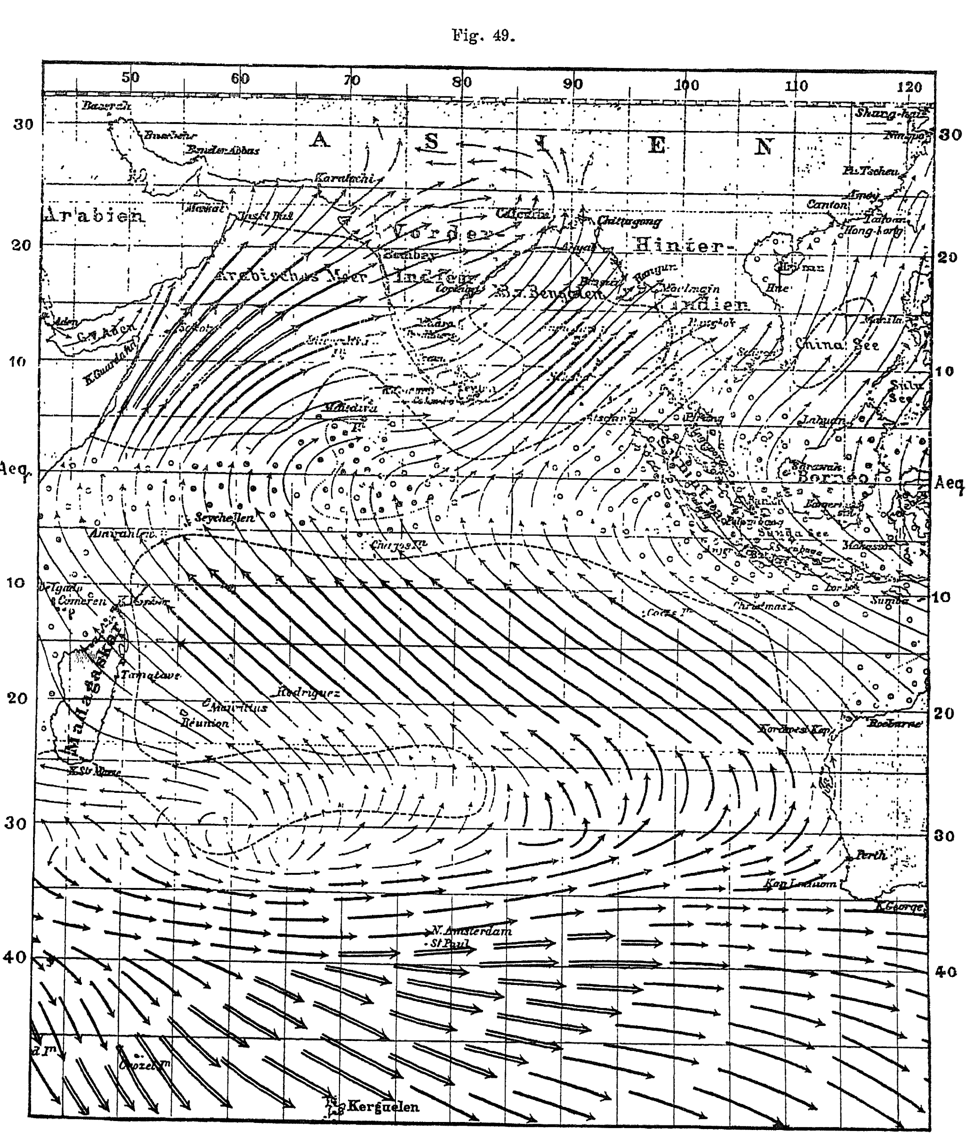


Windverhältnisse des Indischen Ozeans im Januar und Februar. (Nach dem Segelhandbuch der Deutschen Seewarte.)

einstellen, bleibt im April und Mai immer noch ein Rücken höheren Druckes über dem Indischen Ozean unter 15—10° nördl. Br. bestehen, der diese lokalen (kontinentalen nach Davis) Monsune von dem bereits in die nördliche Hemisphäre hinübergreifenden SE-Passat trennt. Sobald aber im Juni dieser Rücken höheren

Druckes verschwunden ist und damit ein einheitliches Druckgefälle von der südlichen Hemisphäre herüber sich eingestellt hat, bricht der südliche Seewind mit Macht

Fig. 49.



Windverhältnisse des Indischen Ozeans im Juli und August. (Nach dem Segelhandbuch der Deutschen Seewarte.)

über Indien herein, der grosse SW-Monsun Indiens. Dies bedeutet den „Ausbruch des Monsuns" (bursting of the Monsoon), welcher von Süd nach Nord fortschreitet.[1])

[1]) S. Segelhandbuch. S. 38 u. 39, und Eliot, Quart. Journ. R. Met. Soc. XXII. Jan. 1896. pag. 28 etc., wo auf Grund der täglichen Wetterkarten über dem Indischen Ozean die Beziehungen zwischen dem SW-Monsun

Abercromby bemerkt uber den Sudwestmonsun Indiens, dessen Verhaltnis zum SE-Passat damals noch nicht so festgestellt war wie jetzt (Nature Vol 34 pag 288 July 1886)

Schon im Januar beginnt ein leichter SW im Norden der Bai von Bengalen, zuerst bloss als Seebrise Spater im Marz trat Abercromby selbst den SW als leichten stetigen Wind, bei herrlichem Wetter, klarem blauen, fast wolkenlosen Himmel [1]) So wie die Jahreszeit vorruckt, wird die Area niedrigen Luftdruckes uber Nordbengalen ausgepragter und der SW-Wind arbeitet sich weiter und weiter nach Suden hinab bis nach Ceylon Dann erst, meist im Juni, kommt ein vollkommener Wettersturz, wahrend die einzige Anderung in den Isobaren darin besteht, dass eine geringe Verlagerung der Area niedrigsten Druckes gegen die Nordwestprovinzen von Indien eintritt Ein plotzlicher Ausbruch von Regen und Gewittersturmen bricht uber Ceylon herein und dann pflanzt sich das schlechte Wetter langsam nordwarts fort Das ist der Beginn des SW-Monsuns Derart stehen wir vor der sonderbaren Erscheinung, dass der SW-Wind sich allmahlich nach Suden hin ausbreitet, wahrend die Regen umgekehrt von Suden nach Norden fortschreiten und der rascheste Wettersturz des Jahres mit einer sehr geringen Anderung des Druckes zusammenfallt [2])

Auch im Atlantischen Ozean greift im nordlichen Sommer der SE-Passat 5—8 Breitegrade in die nordliche Hemisphare uber und erfahrt dabei eine Ablenkung, indem er zwischen 1° und 7° nordl Br von S 13°E sich nach S und endlich bis S 40°W dreht [3])

An der Kuste von Afrika, von Ober-Guinea bis uber S Louis (Senegambien) hinauf wird derselbe zu einem SSW- bis W-Monsun abgelenkt.

B Die aussertropischen Gebiete der Westwinde Dieselben nehmen ungefahr die andere Halfte der Erdoberflache ein, welche von den Ostwinden freigelassen wird, denn die Oberflache der beiden Kugelkalotten von 30° Breite bis zu den Polen ist nur wenig grosser als der Flacheninhalt der Kugelzone von 30° nordl bis 30° sudl Breite Wenn man die kleinen abweichenden Windgebiete der inneren Zirkumpolarregion von dem Gebiete der Westwinde abzieht, so kommt man wohl zu dem Resultat, dass die vorherrschenden Westwinde den gleichen Raum auf der Erdoberflache einnehmen als die Ostwinde (Passate)

Zwischen diesen beiden Gebieten entgegengesetzter Windrichtungen besteht aber ein grosser Unterschied, was die Stetigkeit der Windrichtung und die Geschlossenheit der Windgebiete anbelangt Häufige, ja fast fortwahrende Drehungen

---

und dem SE-Passat in sehr lehrreicher Weise dargelegt worden Wie der SE-Passat im nordlichen Sommer beim Übertritt in die nördliche Hemisphare uber S nach SW umbiegt, zeigen die Windtabellen im Segelhandbuch des Indischen Ozeans S 42/43

Den Zusammenhang des SE-Passates mit dem SW-Monsun hat schon Maury gezeigt, spater wurde derselbe wieder bezweifelt, selbst von einem so ausgezeichneten Kenner der Meteorologie Indiens wie Blanford Die Daten im Segelhandbuch und die wichtige Abhandlung von Eliot haben nun die Sachlage vollkommen klargestellt (S a D Archibald, Nature 1896 B 55 pag 85, und Met Z 1897 S 110) Es entfällt damit auch die Erklärung der grossen Intensitat des SW-Monsuns Indiens durch die Wirkung des nordlich vorgelagerten Hochlandes von Asien (Ferrel, Treatise on the Winds 1889 S 196), die auch im Segelhandbuch Zustimmung gefunden hat, die ich aber an sich für physikalisch unhaltbar ansehe Bei Vergleichen grosser atmospharischer Strömungen mit dem Zuge in einem Schornstein (Ferrel) sollte man viel vorsichtiger sein Ein Schornstein, dessen Durchmesser hundert- und mehrfach grosser ist als seine Hohe und dem zugleich die festen Wände fehlen, zieht überhaupt nicht, er mag schief oder senkrecht stehen

[1]) „The monsoon beginns like a lamb and goes out like a lion "

[2]) Die Erklärung liegt in den oben angeführten Änderungen des Luftdruckes uber dem südlichen Indischen Ozean Aus der Druckverteilung über Indien selbst ist der Vorgang nicht zu erklären

[3]) Die Beobachtungsdaten in „Charts of Met Data for Square Nr 3" stimmen gut mit der von Guldberg und Mohn entwickelten Theorie (s Zeitschrift f Met B XII S 178—181)

Beim Ubergang eines Windes mit konstanten Gradienten und konstanter Geschwindigkeit von einer Halbkugel in die andere ergiebt die Theorie das bemerkenswerte Resultat, dass der Wind auf der nordlichen Halbkugel vom Gradienten nach links, auf dem südlichen nach rechts abgelenkt wird und zwar auf einer Strecke von mehreren Graden in der Nähe des Aquators Die ablenkende Kraft der Erdrotation ist hier sehr gering, so dass die Zentrifugalkraft, die durch die Krümmung der Bahn entsteht, die Oberhand behält und diese Wirkung äussert Die Beobachtungen stehen mit der Theorie im vollen Einklang

der Windfahne sind hier Regel, während sie in den Passatgebieten Ausnahme sind Fortwährend durchziehen grosse Luftwirbel, Cyklonen, die Gebiete der Westwinde, im allgemeinen wie diese von West nach Ost fortziehend. Dazu kommen dann stetige lokale Störungen in der Nähe der Kontinente und über denselben; jene von Monsuncharakter sind schon oben beschrieben worden. Nur auf der südlichen Halbkugel, die grösstenteils vom Meere eingenommen ist, wehen die Westwinde fast mit der Regelmässigkeit der Passate, und das ist wohl der normale Zustand, wie er auf einer ganz wasser- (oder auch ganz gleichmässig land-) bedeckten Erdoberfläche herrschen würde. (Man sehe die beigegebenen Windkarten.)

Wir müssen wohl die Windsysteme auf der südlichen Halbkugel als die normalen ansehen, als Annäherung an die „planetaren Windsysteme", wie sie Davis nennt, d. h. solche, die auf jedem Planeten zu finden sein dürften, der eine Atmosphäre hat, welche längs eines grössten Kreises am stärksten von der Sonne erwärmt wird.

In den höheren Breiten der nördlichen Hemisphäre stört die längs gleicher Breitegrade namentlich im Winter sehr ungleiche Erwärmung das normale Windsystem sehr stark. So bemerken wir über dem nordatlantischen und nordpazifischen Ozean auf den Windkarten Luftwirbel, deren Lage den Zentren niedrigsten Luftdruckes entspricht, welche die Isobarenkarten in den gleichen Gegenden aufweisen. Diese unregelmässige Luftdruckverteilung ist eine Folge der ungleichen Wärmeverteilung in gleicher Breite. Auf der südlichen Hemisphäre, wo die Isothermen nahezu parallel mit den Breitekreisen verlaufen, ist dasselbe auch bei den Isobaren der Fall und das gleichmässige, gleichsinnige Gefälle des Luftdruckes gegen den Südpol hin giebt zu keinen grösseren Störungen des planetaren Windsystems Anlass.

Zwischen 40 und 60° südl. Br. wehen die „braven Westwinde" fast beständig und, wie die Karten zeigen, mit grosser Heftigkeit. Die Luftzirkulation ist hier viel lebhafter und regelmässiger und der Luftdruck viel niedriger als unter gleichen nördlichen Breiten.

C. Die vorherrschenden Winde der Zirkumpolarregionen. Die Ostwinde der Tropen haben eine äquatorwärts gerichtete Komponente und führen die Luft höherer Breiten dem Äquator zu. Umgekehrt haben die Westwinde der aussertropischen Breiten eine polwärts gerichtete Komponente und führen Luft aus niedrigeren Breiten in höhere Breiten und gegen die Pole hin.

In der Umgebung der letzteren aber scheint an der Erdoberfläche sich wieder ein Vorherrschen von Winden mit einer äquatorwärts gerichteten Komponente einzustellen, es fliesst demnach von der Zirkumpolarregion Luft gegen niedrigere Breiten ab.

In der Umgebung des Nordpoles machen sich nordöstliche Winde stärker bemerkbar. Da feststeht, dass der mittlere Luftdruck von 60° gegen den Pol hin wieder zunimmt, namentlich im Sommer ein allerdings geringes Barometermaximum die Zirkumpolarregion einnimmt, so kann kaum ein Zweifel darüber bestehen, dass an der Erdoberfläche Luft vom Pol abfliesst.

Von der Umgebung des Südpoles haben schon die Beobachtungen während der drei antarktischen Expeditionen 1842—1845 von James Ross gezeigt, dass wenigstens im Sommer südlich von 65° südl. Br. das Vorherrschen der WNW-Winde aufhört und südliche und südöstliche Winde vorherrschend werden. Die neuesten ein volles Jahr umfassenden Aufzeichnungen der Windrichtungen während der

belgischen antarktischen Expedition 1898/99 unter ca. 71° sudl Br und 87—95° W-Lange ergeben gleichfalls im Winter, namentlich aber im Sommer, Winde mit (schwacher) nordwarts gerichteter Komponente [1])

II. Übersicht der oberen Luftströmungen nach den Beobachtungen.

A Tropenzone, Passatgebiet Seit langem ist es bekannt, dass oberhalb der Passate eine im allgemeinen denselben entgegengesetzte Luftstromung herrscht Die Passatwolkchen (meist Cirro-Cumuli) bewegen sich sehr langsam aus Westen [2])

Direkte Beweise dafur haben schon mehrfach die Ausbruche einiger Vulkane im Passatgebiet gegeben, bei welchen die Asche gegen die Richtung des Unterwindes von einer oberen Luftstromung nach Osten hin getragen worden ist Ferner hat man auf den Gipfeln hoher Berge, die noch in der Passatregion liegen, einen standigen Westwind angetroffen, so auf dem Pic von Teneriffa (28° nordl. Br, 3700 m) und auf dem Mauna Loa (19½° nordl Br, Hawaii, 4170 m)

Dagegen scheint am Aquator selbst bis zu den grossten Hohen, von welchen noch Anzeichen uber die Richtung der Luftstromungen vorliegen, ein standiger Ostwind zu herrschen, wie namentlich die Verbreitung der feinsten Eruptionsprodukte des Krakatau im August 1883 gezeigt hat Auf den hohen Vulkanen von Ecuador in rund 6000 m herrscht noch der Passat, ebenso auf dem Kamerun Pik.

In den letzteren Jahren hat man durch Beobachtungen des Zuges der Cirruswolken auf Seereisen wie an Landstationen eingehendere Informationen uber die Richtung der oberen Luftstromungen in den Passatgebieten erhalten Das allgemeinste Ergebnis dieser und der fruher erwahnten Zeugnisse fur die Bewegungsrichtung der hohen Luftschichten daselbst kann in folgende Satze zusammengefasst werden

Am und in nachster Nahe des Aquators herrscht auch in der Hohe bis zu und uber 10 km Hohe ein bestandiger Ostwind, fur dessen Geschwindigkeit die Verbreitung der optischen Erscheinungen nach dem Ausbruch des Krakatau 30—40 m ergeben haben

Auf der Nordseite des Aquators dreht sich der obere Wind zuerst nach SE, dann nach S und endlich durch SW nach W an der Polargrenze der Tropen, auf der Südseite des Aquators geht der Ostwind in NE, N und NW bis WNW uber Es entspricht dies der Ablenkung, welche die oberen vom Aquator in der Hohe abfliessenden Luftmassen durch die Erdrotation erfahren mussen [3])

---

[1]) Wo es sich um Fragen der atmosphärischen Zirkulation handelt, erscheint es geboten, die mittleren Windrichtungen zu berechnen Die Windaufzeichnungen sudlich von 65° sudl Br, die sich bei Coffin finden, ergeben für zumeist ostliche Langen und 65—78° südl Br als mittlere Windrichtung S 43° E, Resultante 26 Proz, also ein sehr entschiedenes Abfliessen der Luft vom Südpol im Sommer Die Windbeobachtungen der Belgica sprechen weniger entschieden dafür Die mittleren Richtungen und Resultanten (Proz) sind Winter W 3° S 29 Proz, Frühling N 26° W 9 Proz, Sommer E 8° S 13 Proz, Herbst N 9 Proz Im Fruhling und Herbst giebt es fast keine vorherrschende Windrichtung, im Winter und Sommer fliesst etwas Luft vom Pol ab, aber die meridionale Komponente ist sehr klein (Winter S—N 1½ Proz, Sommer 6 Proz, Fruhling und Herbst N—S 8½ Proz)

[2]) Die Seefahrer Basil Hall und Paludan werden als die ersten Berichterstatter darüber genannt

[3]) Die Thatsache, dass uber dem südlichen Teile des NE-Passates ein südostlicher Oberwind herrscht, umgekehrt über dem nördlichen Teile des SE-Passates ein NE, hat wohl zu der Hypothese von Maury Veranlassung gegeben, dass der untere Passat der einen Hemisphäre zu dem oberen ruckkehrenden Passat der anderen Hemisphäre wird, dass die Passate sich oberhalb des Doldrums in der Hohe kreuzen und dann ihren Weg fortsetzen Der Seemann bemerkt bei der Annäherung an das Doldrum gewohnlich einen oberen Wind, der einen Winkel von 90° mit dem unteren Passat macht, er bemerkt, dass dieser Oberwind in der Richtung übereinstimmt mit dem unteren Wind jenseits des Doldrums, und urteilt, dass in der Windstille, in der er sich im

Man hat diese entgegengesetzt gerichtete Luftströmung über dem Passat, deren Richtung mit den vorherrschenden Winden ausserhalb der Tropen übereinstimmt, den rückkehrenden Passat genannt, auch geradezu die Äquatorialströmung.

Halley hat schon die westlichen Winde an den Passatgrenzen als die obere Luftströmung über den Passaten erkannt. Der NE-Passat unten muss oben von einem SW-Passat begleitet sein, sowie der SE-Passat von einem NW-Passat oben. Das fast augenblickliche Umsetzen des Windes in die entgegengesetzte Richtung, welches oft an den Grenzen der Passate beobachtet wird, spricht direkt für diese Annahme, welche nach Hadley als eine mechanische Notwendigkeit erscheint. Wohl hatten die Spanier diesen „rücklaufenden Passat" bereits im 16. Jahrhundert benannt (vendavales) und benutzt, dass aber wirklich jene Winde über dem Passate nach Osten hin fliessen, zeigte sich zuerst 1812 beim Ausbruch des Vulkans Morne Garou von S. Vincent, dessen Asche auf der 20 Meilen östlicher gelegenen Insel Barbados niederfiel.

Schon die frühesten spanischen Westindienfahrer pflegten auf der Heimkehr unter dem 28. Breitegrade jene an den Polargrenzen des Passates (auch an der Erdoberfläche vorwaltenden Westwinde (vendavales) aufzusuchen.[1])

Näheres über die Beobachtungen der oberen Luftströmungen:

Ostwind in der Höhe am Äquator. Von grösstem Interesse sind die optischen atmosphärischen Erscheinungen, welche dem Ausbruche des Krakatau in der Sundastrasse zwischen Sumatra und Java gefolgt sind. Die vulkanische Wolke (Asche, Rauch, Wasserdampf, Bimssteinstaub) erreichte am 20. Mai (1883) die Höhe von 11 km, am 26. und 27. August (Endkatastrophe) die Höhe von 27—34 km. Die feinsten Auswurfsprodukte wurden von den oberen Luftströmungen fortgeführt und erzeugten eigentümliche optische Erscheinungen zunächst rings um den Äquator. Diese Erscheinungen umkreisten 1—3 mal die Erde im Mittel in Verlauf von 12½ Tagen, also mit einer Geschwindigkeit von 34½ m pro Sekunde. Die erste Sichtbarkeit der Erscheinung (Maranhão 31. August) ergiebt 45 m, Schiffsbeobachtungen 37 m. Die Verbreitung der Hauptmasse der Eruptionsprodukte längs des Äquators ergiebt 34 m. Siehe Kiessling, Untersuchungen über Dämmerungserscheinungen. Hamburg 1888. IV. Geographische Verbreitung der optischen Störung. The Eruption of Krakatoa. Royal Soc. London 1888. R. Russel, Spread of the Phenomena round the world. pag. 334 und Douglas Archibald, pag. 426 etc.

Die Asche der vulkanischen Ausbrüche auf der Ostkordillere von Ecuador fällt stets auf der Westkordillere nieder. Die Rauchsäule des Cotopaxi (0° 34′ südl. Br., 5960 m) zieht zunächst mit dem NE-Passat, in 6800 m wendet sie sich nach NW und bleibt bis ca. 9 km Höhe in dieser Richtung (R. Wagner).

E. Whymper fand bei seinen Besteigungen des Chimborazo am 4. Januar und 3. Juli 1880 auf dessen Gipfel (6300 m) stets Wind von NE. Am 3. Juli war er vom Gipfel des Chimborazo aus Zeuge einer eben beginnenden Eruption des Cotopaxi. Die Rauchsäule stieg von rund 6000 m noch ca. 6000 m senkrecht in die Höhe, bog dort (also in 12 km Höhe), von einem kräftigen E erfasst, nach W um und trieb gegen den Stillen Ozean. Sie erreichte in 6 Stunden auch den Chimborazo. Auf dem Cotopaxi konstatierte Whymper gleichfalls vorwiegend Ostwind (die Nacht war ruhig), doch bemerkt er, dass in Höhen über 6 km auch nördliche und südliche Winde vorkommen. Interessant ist die Beobachtung eines heftigen SW (17. Februar 1880) in 6000 m. (Travels amongst the great Andes of the Equator. London 1892. S. 69, S. 323 und S. 146.) Auf dem Kamerun Pik (4075 m, 4° nördl. Br.) fanden alle Besteiger desselben den Wind stets aus östlicher Richtung Tag und Nacht, zuweilen als Oststurm bezeichnet.

Die Cirruswolken ziehen zu Paramaribo (5° 44′ nördl. Br.) das ganze Jahr hindurch aus E. Die Cirrusbeobachtungen, die R. Abercromby zur See machte, ergaben eine kräftige Ostströmung in der Höhe über dem Äquator.

Ausserhalb der Äquatorialregion. Cirrusbeobachtungen zu Mukimbungo (Kongostaat) ergaben SE ganz vorherrschend, dann auch NE. Beobachtungen auf S. Domingo und Jamaika (18° nördl. Br.) lassen eine mittlere Richtung des Oberwindes E 21° S erkennen. Nach den Wolkenbeobachtungen von R. Abercromby im Atlantischen Ozean herrscht über dem NE-Passat eine SW-Strömung, über dem SE-Passat NW. Die eigenen Beobachtungen und die Zusammenstellungen von O. Krümmel ergaben den Zug der Cirruswolken in 12° nördl. Br. aus SE, 15—22° südl. Br. S bis SW, südlich von 10° nördl. Br. kamen die Cirren zumeist aus E und SE. Südlich vom Äquator war der Zug aus NE am häufigsten. Also nördlich von 5° nördl. Br. überwiegend SE, südlich vom Äquator überwiegend NE und N.

Auf einer Fahrt von Aden nach Australien, Kap Leuwin, (Februar 1885) fand Abercromby

---

Doldrum befindet, die Luft aufsteigt. Es ist daher nicht unnatürlich, dass er schliesst, die obere Strömung über dem Passat sei eine Fortsetzung des entgegengesetzten Passates gegen den Pol hin in den höheren Schichten der Atmosphäre. Clement Ley, Symons' Month. Met. Mag. April 1875.

Toynbee bemerkt: Oberer Wolkenzug aus SE ist sehr gewöhnlich am südlichen Rande des NE-Passates, sowie oberer Wolkenzug aus NE am nördlichen Rande des SE-Passates. — Über dem afrikanischen SW-Monsun ist Wolkenzug aus NE vorherrschend. Physical Geogr. of the Atlantic between 20° N—10° S and 10—40° W. London 1876.

[1]) Acosta, Historia general y natural. Sevilla 1590. Peschel, Geschichte der Erdkunde. pag. 440.

im NE-Passat die Wolken von E ziehend, die höchsten Cirri aus ESE. Im NW-Monsun (1—10° südl. Br.) aber ergab sich:

Südliche Breite	1	2	10°	Doldrum 1.°	SE-Passat
Wind	NW	NW	NW	S variabel	SE, E
Niedrige Wolken	NE	NNW	—	SE	S, SE
Cirri	E	E oder ESE	SE	—	—

Diesen Befund nennt Abercromby ganz neu und ebenso ganz anomal. Wenn im Indischen Ozean der NE-Monsun über den Äquator hinübergezogen wird gegen das Doldrum (10—12° südl. Br.), nimmt der Oberflächenwind normal eine westliche Komponente an, die oberen Strömungen jedoch behalten die vertikale Aufeinanderfolge der nördlichen Hemisphäre (NNE und selbst E).

Im westatlantischen Ozean kreuzt der SE-Passat stets den Äquator und die Kalmen liegen unter 5—10° nördl. Br., über dem SE-Passat ist der Wind mehr östlich, wie in der südlichen Hemisphäre. Über dem SW-Monsun des Golfs von Guinea (zwischen Äquator und Doldrum) kommen die oberen Winde von SE oder E. Abercromby schliesst daraus, dass die Passate und Monsune über den Doldrums zu einer grossen östlichen Strömung verschmelzen.

Die normale Aufeinanderfolge der Richtungen nach der Höhe ist, wie Abercromby vielfach konstatiert und betont, eine schraubenförmige. Kehrt der Beobachter auf der nördlichen Hemisphäre dem Winde den Rücken, so kommen die Wolken immer mehr von rechts, je höher sie ziehen, z. B. im NE-Passat, Wolken E, Cirren SE, auf der südlichen Halbkugel kommen die Wolken ebenso linker Hand vom Unterwind. In den Doldrums gilt diese Regel nicht.

Einige Beobachtungen an festen Stationen. Zug der Cirruswolken: Tovar Venezuela (8.2° N.) aus W, Habanah (23.1° N.) W 13° S (im Sommer aber E 26° S), Teneriffa (28.3° N.) W 25° S, Vorderindien (zwischen 22½ und 26° N.) W 17° S.

Einige Erfahrungen bei vulkanischen Ausbrüchen. S. Vincent (13° nördl. Br., 1. Mai 1812), die Asche fiel östlich auf Barbados nieder, trotz konstanten E-Passates. Coseguina, Fonseca-Bay, Nicaragua (13° nördl. Br., 20. Januar 1835), unten wurde die Asche 1100 Seemeilen weit auf den Pazifischen Ozean hinaus getragen bis 7.4° N. 104.8° W., in einer mittleren Schicht nach NW nach Chiapa (16.6° N. 92.8° W), dann aber auch nach E nach Truxillo (Nordküste von Honduras) und fiel am 24. Januar selbst in Jamaika nieder. Bei einem der jüngsten Ausbrüche des Mauna Loa (Hawaii) stieg die Rauchsäule fast senkrecht bis zu 10000 m empor. In dieser Höhe wurde sie vom oberen SW erfasst und trieb nach NE. Die herabsinkenden Aschenteilchen gerieten aber unten wieder in den NE-Passat und wurden von diesem nach Hawaii zurückgetrieben, welches so 14 Tage nach dem Ausbruch abermals in Rauch gehüllt wurde [1].

Das sind Beweise für den westlichen Oberwind über dem Passat.

Litteratur. Reiche gute Zusammenstellung bei O. Krümmel, Geophysikalische Beobachtungen der Plankton-Expedition. Leipzig 1893. S. 33 etc., auch G. Schott, Wissenschaftliche Ergebnisse einer Forschungsreise zur See. Pet. Mitteilungen, Ergänzungsheft 109. 1893. S. 124. — H. Hildebrandsson, Bewegung der Cirruswolken. Met. Z. 1892. S. 266, auch Archiv der Seewarte. 1891. Nr. 5. Vor allen verdienen Hervorhebung die zahlreichen wertvollen Wolkenbeobachtungen von R. Abercromby auf mehreren Seereisen und Durchkreuzungen der Linie. Nature Vol. 32. S. 624. 1885. Vol. 33. S. 294, 460. 1886. Vol. 34. S. 288. 1886. Vol. 36. S. 85. 1887. 30. May 1889. S. 110, nur die wichtigeren. Quarterly Journ. R. Met. Soc. Vol. 14. 1888. S. 281 und Seas and Skies. London 1888. S. 427. — David W. Barker, Über Wolkenzug in den Tropen. Nature Vol. 36. S. 197 und Vol. 37. S. 129. 1887. Die neuen internationalen Wolkenbeobachtungen (1896—1897) werden noch mehr Aufschlüsse liefern.

Von grossem Interesse für die Kenntnis der atmosphärischen Zirkulation sind auch noch die Beobachtungen auf zwei sehr hohen Bergen im Gebiete des NE-Passates, auf dem Mauna Kea und Mauna Loa, Hawaii, und auf dem Pic von Teneriffa, wo Leopold von Buch zuerst die horizontalen und vertikalen jahreszeitlichen Verschiebungen der unteren und oberen Luftströmungen der Tropen erkannt und in klassischer Weise beschrieben hat.

Auf dem Mauna Kea und Mauna Loa, 4170 m, 19½° nördl. Br., findet man in Höhen von 3000 m, ja selbst schon in 2500 m, den Passat nicht mehr, wie streng er auch unten wehen mag. In 3600—3900 m herrscht eine Strömung von entgegengesetzter Richtung. Dies zeigt auch der Zug der Wolken. Die Passatwolken [2], welche tiefer hängen, ziehen nach SW, die höheren Stratus- und Cirruswolken ziehen in entgegengesetzter Richtung. Besonders interessant sind die darauf bezüglichen Beobachtungen und Bemerkungen von Dutton, bei einer

---

[1] Geographische Zeitschrift. VI. S. 40.

[2] Der Passat erzeugt an der Luvseite aller hohen Inseln eine fast beständige Wolkenschicht in einer nach Breite und Jahreszeit wechselnden Höhe.

Besteigung des Mauna Loa, wo er ebenfalls einen heftigen Westwind gefunden hatte.[1])

„Höchst merkwürdig und belehrend", sagt Leop. v. Buch in seiner Beschreibung des Klimas der Kanarischen Inseln[2]), „ist die Art, wie der NE-Passat gegen den Winter hin von den SW-Winden verdrängt wird. Nicht im Süden sind diese zuerst und gehen nach Norden hinauf, sondern an den portugisischen Küsten früher als auf Teneriffa und den Kanaren und auf gleiche Weise wie von Norden her, kommen diese Winde von oben herab. In diesen oberen Regionen waren sie schon immer, selbst während des Sommers, selbst während der NE-Passat an der Meeresfläche mit grösster Heftigkeit wehte. Kaum findet man einen Bericht von einer Reise zum Gipfel des Pic, welcher nicht des heftigen Westwindes erwähnte, welchen man oben gefunden. Der Pic von Teneriffa liegt unter 28° 18′ nördl. Br. und erhebt sich zu 3720 m. Humboldt bestieg den Pic am 21. Juni (Hochsommer!), der wütende Westwind erlaubte kaum auf den Füssen zu stehen. — Diese Winde kommen an den Bergen aus der Höhe der Atmosphäre langsam herab. Man sieht es deutlich an den Wolken, welche seit Oktober die Spitze des Pic von Süden her einhüllen, sie erscheinen immer tiefer, endlich lagern sie sich auf dem 2000 m hohen Kamm des Gebirges zwischen Orotava und der südlichen Küste. Vielleicht vergeht dann doch eine Woche, vielleicht mehr, ehe sie an der Meeresküste empfunden werden. Dann bleiben sie Monate lang herrschend und der Pic bedeckt sich mit Schnee. Soll man nun nicht glauben, dass der Westwind, den man auf der Sommerfahrt von Teneriffa nach England in der Nähe und in der Höhe der Azorischen Inseln (38° nördl. Br.) aufsucht und ihn auch dort gewöhnlich findet, eben auch, wie der Westwind auf dem Pic, der obere Äquatorialstrom sei, der schon hier sich bis auf die Meeresfläche herabsenkt?"

Aus dem Vorstehenden ergiebt sich, dass wir im allgemeinen über die vertikale und horizontale Luftzirkulation in den Tropenzonen schon vollkommen klar sehen. Die Luft fliesst von der Äquatorialzone zu beiden Seiten in der Höhe gegen die Pole hin ab, sie steigt also in dem Doldrum langsam auf, was auch die entsprechende Regenzone bezeugt. An der Grenze der Tropen, in den windstillen Zonen hohen Luftdruckes der Rossbreiten, kommt wieder Luft von oben an die Erdoberfläche herab, daher auch die Trockenheit und der heitere Himmel dieser Gürtel und fliesst unten als Passat wieder gegen den Äquator hin, während anderseits von den gleichen Gürteln die Westwinde der aussertropischen Zonen ihren Ursprung nehmen. Die Richtung aller dieser Luftströmungen wird durch die Gesetze der Ablenkungskraft der Erdrotation vollkommen erklärt. Für die Entstehung der Kalmenzone und die über derselben herrschenden Ostwinde wird in den theoretischen Erörterungen über die Zirkulation der Atmosphäre eine Erklärung gesucht werden müssen.

B. Die oberen Luftströmungen in den aussertropischen Breiten, in den Gebieten der Westwinde. Diese oberen Luftströmungen lassen sich zum Teil aus den Beobachtungen auf Berggipfeln, zum anderen grösseren Teil aus Beobachtungen des Wolkenzuges beurteilen. Letztere reichen natürlich zu viel grösseren Höhen hinauf und sind nicht auf wenige Örtlichkeiten beschränkt. Die

[1]) Met. Z. 1895. S. 1 etc.: „Die untere Basis der Passatwolken variiert in Höhen zwischen 600 m und 1200 m, während die obere selten über 2400 m reicht. Von dem oberen Dom des Mauna Loa blicken wir darauf hinab aus Regionen, die im Sommer fast ständig klar und von wunderbarer Reinheit sind. Die Thatsache, dass der Passatwind auf keinem der hohen Berge der Inseln oberhalb 2500 m fühlbar wird, machte einen tiefen Eindruck auf mich. Der obere Teil dieser Berge (Mauna Loa und Mauna Kea) ragt in eine Region fast beständiger Windstille, bis auf die obersten 6—700 m, wo ein leichter Wind von (dem Passat) entgegengesetzter Richtung herrscht. Die Stürme, die zuweilen auf diesen Gipfeln herrschen, scheinen von SW oder NW zu kommen und sind unabhängig vom Passat. Es ist sehr bemerkenswert, dass eine so kräftige Luftströmung wie der Passat, die über so weite Regionen sich erstreckt, auf eine so geringe vertikale Mächtigkeit beschränkt bleibt."

Die Vereinigte Staaten-Expedition unter Wilkes (1838—1842), welche im Dezember auf dem Mauna Loa war, traf in 3000 m eine Schneedecke und Schneefall bei SW. Während eines Aufenthaltes von 2 Wochen gab es bei Nacht immer heftigen Westwind bei klarem Himmel. Bei Tag hörte der Wind auf, die Wolkendecke hob sich bis 2400 m. Die Luft war sehr trocken, der Taupunkt oft nicht zu erreichen, die Temperatur stieg bei Tag auf 8—9° C. und sank bei Nacht auf —7 bis —8°. Auch auf dem Mauna Kea traf man (Mitte Januar) heftigen SW-Wind.

[2]) v. Buch, Physikalische Beschreibung der Kanarischen Inseln. Berlin 1825. S. 68.

Windbeobachtungen auf Berggipfeln haben dagegen auch einen Vorteil, sie sind kontinuierlich und nicht von den Witterungsverhaltnissen abhangig, wie dies bei den Wolkenbeobachtungen der Fall ist, die zu Zeiten ganz klaren Wetters und ganz bedeckten Himmels fehlen [1])

Die Windbeobachtungen und Windregistrierungen auf einigen Berggipfeln der gemassigten Zone ergeben eine bedeutende Zunahme der Westwinde mit der Hohe Die ostlichen Richtungen werden uber 2000 m im allgemeinen schon ziemlich selten Dies zeigt folgender Vergleich Unter Ostwinden sind die Richtungen NE, E, SE, unter Westwinden die Richtungen SW, W, NW zusammengefasst

Haufigkeit der West- und Ostwinde in Prozenten.

	Mitteleuropa Niederung	Santis 2500 m	Sonnblick 3100 m
Westwinde	54	71	53
Ostwinde	30	16	16

Die mittleren Richtungen und die Grosse der Resultierenden (Proz) sind

Ort	Mitteleuropa	Ben Nevis	Santis	Pic du Midi	Sonnblick	Pikes Peak
Hohe in m	300	1400	2500	2900	3100	4300
Richtung	W 21° S	N 60° W	W 25° S	N 87° W	W 15° N	W 6° N
Resultante	21	—	53	—	28	45

Zu Paris in 20 m ist die mittlere Windrichtung fast genau W, auf dem Eiffelturm (300 m) WNW

Auf den beiden hochsten der obigen Berggipfel ist die Windrichtung im Winter nordlicher als im Sommer [2])

Sonnblick	Winter	W 42° N 23 Proz	Sommer	W 18° N 29 Proz
Pikes Peak	„	W 22° N 53 Proz	„	W 9° S 32 Proz

Die Beobachtungen auf den Berggipfeln geben demnach ein starkes Vorherrschen der Westwinde mit zunehmender Hohe, mit einer allerdings kleinen aquatorwarts gerichteten Komponente [3])

Die ausserordentlich fleissigen und verdienstlichen Beobachtungen des Wolkenzuges uber Berlin von S Vettin stehen damit im Einklang [4])

Mittlere Windrichtungen uber Berlin.

Hohe	Wind	1200	2250	4000	7200 m
Winter	W 39° S	W 14° N	W 19° N	W 27° N	W 6° N
Sommer	W 22° S	W 7° S	W 11° S	W 1° N	W 11° S
Jahr	W 33° S	W 7° N	W 1° N	W 4° N	W 2° S

Wahrend unten an der Erdoberfläche der Wind eine Komponente gegen den Pol hin hat, herrscht in den mittleren Schichten zwischen 2 und 4 km eine Wind-

---

[1]) Diesem Umstande muss stets Rechnung getragen werden S Met Z 1896 B XXXI S 249

[2]) Die obigen Resultate beziehen sich bloss auf die Häufigkeit der Winde Es hat aber namentlich Pernter gezeigt, dass auch die Windwege sehr nahe gleiche Resultate geben Die Windverhältnisse auf dem Sonnblick Denkschriften der Wiener Akad B LVIII 1891 S 222 etc Daselbst findet man auch für Obir, Pic du Midi, Puy de Dôme die mittleren Windrichtungen nach den Jahreszeiten

[3]) Bei der Eruption des Atna am 19 Juli 1892 stieg eine gigantische Rauchsäule bis zu einer Hohe von 5000 m uber den Gipfelkrater empor (also über 8 km) und wurde dort von dem Wind nach SE getragen in Form einer langen dunklen Wolke, welche die Sonne verdunkelte — Im Anschluss mag der Aschenregen erwähnt werden, der am 29 und 30 März 1875 in Norwegen und Schweden fiel Er stammte von dem Ausbruch eines Vulkans im ostlichen Island (65° 2′ nördl Br , 16° 40′ westl v Gr , 1200 m rund) Der Aschenregen fiel an der Ostkuste Islands um 7 h a, an der Kuste von Norwegen um 10 h abends; um 4 h morgens erreichte er in gleicher Breite die Ostküste Schwedens, um 9½ h a Stockholm im Süden davon Mittlere Geschwindigkeit über dem Atlantischen Ozean 24 m pro Sekunde, über dem Lande bloss 14 m (H Mohn)

[4]) Met Z B XXI 1886 S 333 etc

richtung mit einer allerdings geringen äquatorwärts gerichteten Komponente. In der Cirrusregion aber ist die Windrichtung wieder mehr WSW und nähert sich jener an der Erdoberfläche.

Die von Hildebrandsson gesammelten Beobachtungen über den Zug der Cirruswolken ergeben, dass über dem westlichen Europa die mittlere Zugrichtung derselben aus WNW ist, etwas nördlicher im Winter und etwas südlicher im Sommer. Im Süden ist die Richtung mehr rein West. Die Beobachtungen aus China gaben auch dort westlichen Zug der Cirruswolken (Zikawei W 5° S), jene zu Blue Hill bei Boston rein West.

Ekholm findet für Prag (Sommer) Unterwind (W 6° N) 39 Proz., untere Wolken (W 2° N) 64 Proz., Cirrus (W 2° S) 64 Proz. Spitzbergen (78.5° N.) Frühling und Sommer, Cirrus (W 5° S). Südliche Hemisphäre: Melbourne (37.8° S), Beobachtungen von Neumayer, Unterwind (S 36° W) 12 Proz., untere Wolken (W 14° S), obere Wolken (W 8° N). Südgeorgien (54½° S.), Jahr, Unterwind (W 8° N) 41 Proz., untere Wolken (W 1° S) 77 Proz., Cirrus (W 1° S) 68 Proz.

Das Ergebnis ist, dass in beiden Hemisphären in den aussertropischen Breiten die Richtungen der unteren und oberen Luftströmungen in keinem Gegensatz stehen, wie dies in den Tropen der Fall ist, sondern dass die ganze Atmosphäre, so weit wir von ihren Bewegungen bis zu den grössten Höhen noch Kunde erhalten, im wesentlichen von West nach Ost zirkuliert. Doch scheint ein Unterschied zwischen der Bewegungsrichtung der verschiedenen Schichten darin zu bestehen, dass die untersten an der Erdoberfläche im allgemeinen (in der südl. Hemisphäre überhaupt) eine mehr oder minder starke polwärts gerichtete Komponente haben, ebenso wie die höchsten in der Cirrusregion oberhalb 7 km. Dagegen scheint es, dass eine mittlere Schicht unterhalb 7 km eine, wenn auch geringe äquatorwärts gerichtete Komponente besitzt. Dieses letztere Resultat ist allerdings in seiner Allgemeinheit das jetzt noch am wenigsten sicher festgestellte.

Fassen wir alle angeführten Beobachtungsergebnisse über die Richtung der Bewegungen der Atmosphäre in den unteren, mittleren und oberen Schichten zusammen, so erhalten wir folgendes Schema:

Übersicht über die Luftströmungen in verschiedenen Höhen.

Breite	60°–30°	30°–10°	10°–Äqu.	Äqu.–10°	10°–30°	30°–60°
Erdoberfläche	WSW	NE	ENE	ESE	SE	WNW
Mittlere Schichten	WNW	SW	E	E	NW	WSW
Oberste Schichten	WSW	WSW	ESE	ENE	WNW	WNW

Mittlere Schichten etwa 3—8 oder 10 km, oberste Schichten über 10 km.

II. Über die Theorie der Luftzirkulation zwischen Äquator und Pol.

1. Historisches. Der erste, der die Ursache des Zufliessens der Luft von beiden Seiten gegen den Äquator hin, also das Motiv der Passatwinde erkannt hat, war Halley. In einer schon oben zitierten Abhandlung aus dem Jahre 1686 bezeichnete er die stärkste Erwärmung der Luft am Äquator als die Ursache der Passate. Die erhitzte Luft dehnt sich aus, fliesst oben gegen Zonen geringerer Erwärmung ab, während der verminderte Luftdruck an der Basis der aufsteigenden Luftbewegung einen Zufluss der Luft an der Erdoberfläche von kälteren Gegenden her in Gang setzt. Die Richtung dieser Zuflüsse von Ost nach West erklärte er dadurch, dass das Maximum der Erwärmung in dieser Richtung täglich um die Erde wandert und so stets diese Zuflüsse, die Passate, hinter sich herziehe. Dass dieses Argument nicht stichhaltig ist, ergiebt sich aus einfachen Überlegungen.[1]) Eine Erklärung der vorherrschenden Westwinde versuchte Halley nicht.

[1]) Halleys Erklärung würde (nebenbei bemerkt) auch anwendbar sein, im Falle die Erde stillstände und die Sonne selbst von Ost nach West um sie rotieren würde.

Beide Erscheinungen, die Ostwinde der Tropen, sowie die Westwinde der aussertropischen Breiten fanden dagegen ihre volle zutreffende Erklärung durch Hadley. In seiner Abhandlung „Concerning the Theory of the General Trade-Winds“ [1]) führte er nicht bloss die Richtung der Passate, sondern auch jene der vorherrschenden Winde der höheren Breiten darauf zurück, dass jene hinter der Rotationsgeschwindigkeit der Breitenkreise, denen sie zuströmen, zurückbleiben, diese aber vorauseilen, weil sie aus niedrigeren Breiten eine höhere Rotationsgeschwindigkeit mitbringen. Inwieweit das Hadleysche Prinzip unvollständig ist, wurde schon früher erörtert (S. 422), bemerkenswert ist aber, dass Hadley mit „General Trade-Winds“ nicht bloss die Passate, sondern auch die vorherrschenden Westwinde der höheren Breiten bezeichnete. In letzteren erkannte er schon die oberhalb des Äquators abgeflossenen Luftmassen, die, abgekühlt und schwerer geworden, wieder zur Erdoberfläche herabsinken, um dann neuerdings in die Zirkulation einzutreten. Die grössere Rotationsgeschwindigkeit, die sie dabei mitbringen, verwandelt sie in Westwinde. Dass die Passate (sowie die Westwinde) nicht jene grossen Geschwindigkeiten erlangen, welche der Differenz der Rotationsgeschwindigkeit der Breitekreise entspricht, aus welchen sie ankommen, fand er in der Wirkung der Reibung der Luft an der Erdoberfläche begründet, welche stets thätig ist, jene Differenz zu vermindern [2]).

So hat Hadley in den allgemeinsten Zügen eine Theorie der atmosphärischen Konvektionsströmungen zwischen Äquator und Pol aufgestellt, welche bis über die zweite Hälfte des 19. Jahrhunderts hinaus im wesentlichen unverändert in Geltung geblieben ist [3]).

Maury stellte 1856 in seiner Physical Geography of the Sea ein Schema des Kreislaufes der Luft zwischen Pol und Äquator auf, welches einfach scheint, aber weder den Beobachtungen entspricht, noch einer theoretischen Begründung fähig ist [4]).

Im Jahre 1856 stellte Wm. Ferrel eine neue Theorie der atmosphärischen Zirkulation auf, welche er später vervollständigte und auf eine streng mathematisch-physikalische Basis stellte. Ferrels Theorie in ihrer späteren Darstellung muss nach dem gegenwärtigen Standpunkt unserer Kenntnisse als die sowohl den Beobachtungsergebnissen als auch den theoretischen Anforderungen im allgemeinen am besten entsprechende Theorie bezeichnet werden. Sie ist aber zuerst an Orten

---

1) Hadley, Phil. Trans. Vol. 39. April — June 1735.

2) Bei Hadley ist auch schon der Satz zu finden, dass die Ostwinde der Tropen durch Westwinde in anderen Teilen der Erde kompensiert werden müssten, wenn nicht eine Änderung der Rotationsgeschwindigkeit hervorgerufen werden soll.

3) Dalton ist später, aber unabhängig von Hadley, zu einer ähnlichen Erklärung der Passate gekommen in den „Meteorological Observations and Essays“, die zuerst 1793 erschienen sind. Ebenso hat Kant, ohne Kenntnis von Hadleys Theorie, die Entstehung und Richtung der Passate und der vorherrschenden Winde der höheren Breiten wie dieser erklärt. Anmerkungen zur Erläuterung der Theorie der Winde. 1756. S. darüber M. Schneidemühl, Kant und die moderne Theorie der Winde. „Das Ausland“ 63. Jahrgang. Nr. 34. Stuttgart, und Naturwissenschaftliche Wochenschrift (Potonié). V. Nr. 42. Okt. 1890.

4) Die Luftmassen zirkulieren nach Maury von einem Pol zum andern um die ganze Erde herum, an den Wendekreisen und am Äquator durchkreuzen sich die Strömungen. Ein Phantasiegebilde, welches sich aber längere Zeit namentlich in nautischen Handbüchern erhalten hat (s. Anmerkung 3. S. 460). Der in der Höhe vom Äquator herkommende SE-Passat steigt auf der nördlichen Hemisphäre jenseits des Wendekreises zur Erdoberfläche herab und fliesst nun dem Pole zu. Dort steigt die Luft in einem Wirbel auf, fliesst in der Höhe bis zum Wendekreis, senkt sich dort wieder an die Erdoberfläche herab und tritt als NE-Passat auf. Am Äquator steigt sie in die Höhe, fliesst als oberer Passat südwärts, kommt jenseits des südlichen Wendekreises wieder zur Erde herab, und fliesst als NW zum Südpol. Dort steigt sie in einem Wirbel auf, fliesst über dem unteren NW zum Wendekreis zurück, wo sie als SE-Passat dem Äquator zuströmt.

und in einer Form publiziert worden, welche ihrer Verbreitung und Anerkennung sehr hinderlich war. Die mathematische Einkleidung, in welcher sie erschien, war den meisten wenig verständlich, und erschien anderen wegen ihrer so wenig eleganten Form gleichfalls nicht einladend.[1])

James Thomson hat ohne Kenntnis der Arbeiten von Ferrel eine ganz ähnliche Theorie der atmosphärischen Zirkulation aufgestellt (aber ohne die von den Polen an der Erdoberfläche abfliessenden Winde). Eine mathematische Begründung seiner Theorie hat Thomson nicht versucht, so dass Ferrel als der Begründer der modernen Theorie der allgemeinen Luftströmungen bezeichnet werden muss.[2])

2. Übersicht über den gegenwärtigen Stand der Theorie der Luftströmungen zwischen Äquator und Pol. Die allgemeinen Bewegungen der Atmosphäre sind Konvektionsströmungen zwischen dem Äquator und den beiden Polen. Ihre Entstehung erfolgt in analoger Weise, wie dies S. 412/413, Fig. 35 u. 36 erläutert worden ist. Am Äquator, eigentlich unter jenem Breitekreise, unter welchem die mittlere Temperatur der ganzen Luftmasse am höchsten ist, werden die Flächen gleichen Druckes in der Höhe am stärksten gehoben und es entsteht von da nach beiden Seiten gegen die Pole hin (welche jedenfalls im allgemeinen und im Durchschnitt die kältesten Teile der Erdoberfläche sind) ein Gefälle der Flächen gleichen Druckes, welches in gleichen Abständen von der Erdoberfläche (in gleicher Höhe) als ein Überdruck auftritt, der gegen die Pole hin gerichtet ist.

Diese wirksamen Druckdifferenzen in gleichem Niveau hängen dem Masse nach, und das muss betont werden, nicht direkt von den Temperaturunterschieden an der Erdoberfläche ab, sondern von der mittleren Temperatur der ganzen Luftmasse. Diese letztere ist durchaus nicht immer der beobachteten Temperatur an der Erdoberfläche genau proportional, sondern wird auch von dem Masse der Wärmeabnahme mit der Höhe und von dem Wasserdampfgehalte der Luft bestimmt Die Zunahme des Wasserdampfgehaltes der Luft wirkt in gleichem Sinne, wie eine Temperaturzunahme, weil der Wasserdampf spezifisch leichter ist als die Luft, die er verdrängt. Doch wird dieser Einfluss gerne überschätzt, und da eine Temperaturzunahme der Luft zumeist auch eine Zunahme ihres Wasserdampfgehaltes bedeutet, kann man im allgemeinen kurz die Hebung der Flächen gleichen Druckes in der Höhe der Zunahme der mittleren Temperatur proportional annehmen.[3])

---

[1]) Ferrel, The Winds and the Currents of the Ocean, Nashville Journal of Medicine and Surgery. Oct. und Novbr. 1856. — The motions of fluids and solids etc. New-York 1860 (s. früher). — Recent Advances in Meteorology. Washington 1886. Report Chief Signal Officer 1885. Part. 2. — Popular Treatise on the Winds. New-York 1889.

Die älteren Abhandlungen von Ferrel sind wieder abgedruckt und von Frank Waldo mit Noten versehen in den: Professional Papers of the Signal Service. No. VIII. Washington 1882. Dann No. XII. Popular Essays on the movements of the Atmosphere. Washington 1882. Letztere enthält die klarste und einfachste, allgemein verständliche Darstellung der Ideen Ferrels (auch im American Journal of Science 1861) Meteorological Researches. Part I. On the Mechanics and the general motions of the Atmosphere. U. S. Coast Survey. Washington 1877). Chart VII enthält für eine homogene Oberfläche der Erde die oben erwähnten ausfliessenden Polarwinde nicht, sondern Kalmen an deren Stelle.

[2]) J. Thomson, „Grand Currents of Atmospheric Circulation.“ British Association. Meeting. 1857. pag. 38. Ausführlicher dargelegt: Bakerian Lecture. Phil. Trans. R. Soc. London. Vol 183. 1892. pag. 653. Mit historischer Einleitung, die hier auch benutzt worden ist.

[3]) Auch John Herschel hat in seiner Meteorologie (S. 54) den Einfluss des Wasserdampfes in dieser Hinsicht überschätzt. Das spezifische Gewicht feuchter Luft ist der Grösse $1 + \beta(e:b)$ proportional, wo $\beta = 0{,}378$, e Dampfdruck, b Luftdruck bedeutet. Ist t die Temperatur der feuchten Luft, t' die einer trockenen Luft, welche das gleiche spezifische Gewicht haben soll, so muss $(1 + \alpha t') = (1 + \alpha t)(1 + \beta[e:b])$ sein, woraus sich $t' - t = 103(e:b)$ ergiebt.

Die Änderungen der mittleren Temperatur (und des Wasserdampfgehaltes) der ganzen Luftsäule über einem Breitegrad bleiben natürlich hinter den Änderungen der Temperatur an der Erdoberfläche erheblich zurück und daraus folgt, dass abgesehen von anderen Einflüssen schon aus diesem Grunde der Gürtel höchster mittlerer Temperatur und niedrigsten Barometerstandes im Meeresniveau bei weitem nicht so grossen Schwankungen um die Mittellage unterliegt als die Zonen höchster Temperatur an der Erdoberfläche selbst. Das ist einer der Gründe, weshalb die Kalmenzone nicht mit der Deklination der Sonne zwischen den Wendekreisen hin und her pendelt.

Von den wirklich bestehenden Druckunterschieden in gleichem Niveau (Abstand von der Erdoberfläche) unter verschiedenen Breiten unter ziemlich gleichen Meridianen geben folgende Beispiele eine bestimmtere Vorstellung.

Höhe	4000 m (Januar)		6000 m (Januar)		4000 m (März 1898)
Antisana (Äquator)	475 mm	Chimborazo[1]	370 mm	Kamerun Pik (4° N.)	475 mm
Pikes Peak (38° N.)	462 „	Pikes Peak	353 „	Sonnblick (47° N.)	457 „
Differenz	13 „		17 „		18 „

Die Fläche gleichen Druckes fällt demnach vom Äquator zum 47. Grad Nordbreite um ca. 300 m im Niveau von 4 km und wahrscheinlich um 470 m im Niveau von 6 km. Würden die Luftmassen vom Äquator auf diesem Gefälle zum 47. Breitegrad ohne Reibung hinabgleiten können, oder, was dasselbe, die der Druckdifferenz von 18 resp. 22 mm entsprechende Beschleunigung annehmen, so würden sie eine meridionale Geschwindigkeit von 78 resp. 95.5 m pro Sekunde (gegen den Pol hin) erreichen.[2])

Gleichzeitig aber würden sie mit Rücksicht auf den Flächensatz (Annäherung an die Rotationsachse) unter 47° Breite eine westöstliche Komponente von 365 m erlangen (s. S. 422) und deshalb fast als reine Westwinde den Pol umkreisen (W 12° N und W 15° N, Resultante 370 und 380 m rund). Wenn auch in Wirklichkeit so grosse Geschwindigkeiten nicht erreicht werden können[3]), so giebt doch dieses Beispiel eine bestimmtere Vorstellung von der Wirkung der Hebung der Flächen gleichen Druckes durch die Wärme am Äquator[4]) auf die Grösse und Richtung der Bewegungen in den hohen Schichten der Atmosphäre und leitet so hinüber zu den wichtigen Folgerungen, die **Ferrel** daraus gezogen hat.

Das Gefälle der Flächen gleichen Druckes vom Äquator gegen den Pol hin ist aber in jener Hemisphäre, welche Sommer hat, ein viel kleineres, als das, welches

---

Nehmen wir eine Luftsäule in den Tropen von 2000 m Höhe, setzen deren mittleren Dampfdruck (E = 20 unten, e = 9.9 m oben) = 15 mm und den mittleren Luftdruck = 680 mm, so wird t' — t = 2.3° kaum. Somit ist die ganze Wasserdampfmenge einer 2000 m hohen mit Wasserdampf gesättigten Luftsäule unter den Tropen nur äquivalent einer Zunahme der mittleren Temperatur um 2.3°. Der Wasserdampfgehalt der Luft spielt erst eine grosse Rolle, wenn er zur Kondensation kommt.

[1]) Ed. **Whymper** beobachtete auf dem Gipfel des Chimborazo am 4. Januar 1880 355.1 mm, 3. Juli 357.1 mm bei 0° mit Schwerekorrektion, Temperatur —7.8, Chimborazo 6300 m, Station am Antisana 4090 m. Luftdruck im Meeresniveau mit Schwerekorrektion 758 mm. — Kamerun Pik, März 1898, 471.2 in 4071 m bei 10.8° C. Natürlich sind dies einzelne Beobachtungen und die Daten deshalb nicht sicherer als aus mittleren Barometerständen und Temperaturen im Meeresniveau berechnete Werte. Vom Antisana und Pikes Peak liegen aber wirkliche Mittelwerte vor.

[2]) h ist gleich 10.515 × (760 — b) × (T — To) × ΔB und $v = \sqrt{2gh}$. Eingesetzt wurde h = 307 und 466 m auch mit Rücksicht auf die Temperatur.

[3]) Wir wissen dies bestimmt, weil sich selbe in der Luftdruckverteilung an der Erdoberfläche verraten müssten (s. später).

[4]) Die thatsächlichen Druckunterschiede, also die oben angeführten, sind aber nicht bloss eine Folge dieses Umstandes allein, sondern auch der dadurch angeregten Bewegungszustände der Atmosphäre. Die Berechnung der rein thermisch entstehenden Druckdifferenzen in gewissen Niveaus folgt später im Anhang.

im Winter derselben sich einstellt. Wir erhalten z. B. genähert für den Juli der nördlichen Hemisphäre (in welcher die Abschwächung am grössten ist, wegen deren hohen Sommerwärme) im Meridian Kamerun Pik — Sonnblick im Niveau von 4000 m (Juli):

Kamerun Pik[1]) 475 mm Sonnblick 469·6 mm Differenz 5·4 mm.

Das Druckgefälle ist also mehr als 3 mal kleiner als im Winter, die Senkung der Fläche gleichen Druckes von 4° bis 47° nördl. Br. ist jetzt nur 90 m. Die Luftzirkulation zwischen Äquator und Pol ist also viel weniger kräftig.

Supan, Sprung und Teisserenc de Bort haben mittlere Barometerstände unter verschiedenen Breiten in verschiedenen Höhen über der Erdoberfläche berechnet, natürlich unter gewissen Annahmen über die Wärmeabnahme mit der Höhe. Die Resultate dürften für den nächsten Zweck, eine allgemeine Vorstellung über das Gefälle der Flächen gleichen Druckes in der Höhe zu vermitteln, hinreichend genau sein.[2]) Teisserenc de Bort ist noch weiter gegangen.

Er hat Isobarenkarten des Januar für die Höhen 1467 (Puy de Dôme), 2859 (Pic du Midi) und 4000 m entworfen, für letztere Höhe auch Isobaren des Juli, auf Grundlage der Isobarenkarten des Meeresniveaus mit Rücksicht auf die wahrscheinliche mittlere Temperatur der Luft bis zu diesen Höhen.[3]) Diese Kärtchen mit den beobachteten Windrichtungen im Niveau der Cirruswolken (nach Hildebrandsson), also in Höhen über 7 km, sind hier reproduziert worden in Fig. 50 und Fig. 51.

Die folgende kleine Tabelle enthält zunächst die von Sprung berechneten mittleren Barometerstände im Niveau von 2 und 4 km, sowie jene an der Erdoberfläche nach Ferrel.[4])

Luftdruckmittel, nördliche Hemisphäre.

	80	70	60	50	40	30	20	10
Meeresniveau	760.5	758.6	758.7	760.7	762.0	761.7	759.2	757.9[5])
2000 m	582.0	583.6	587.6	593.0	598.0	600.9	600.9	600.9
4000 m	445.2	446.6	451.9	457.0	463.6	468.3	469.9	470.7

Luftdruckmittel, südliche Hemisphäre.

	Äqu.	10	20	30	40	50	60	70
Meeresniveau	758.0	759.1	761.7	**763.5**	760.5	753.2	743.4	738.0*
2000 m	601.1	601.6	**602.7**	602.2	597.1	588.0	577.0	569.9*
4000 m	471.0	**471.1**	471.1	469.3	463.1	453.7	443.9	437.2*

An der Erdoberfläche ist die Luftdruckverteilung in der nördlichen Hemisphäre ziemlich kompliziert, in der südlichen einfacher, soweit wir selbe kennen.

---

[1]) Der Luftdruck steigt unten um 3.3 mm vom März zum Juli, aber die Temperatur sinkt um 2.8°, die Rechnung giebt, dass deshalb der Luftdruck in 4000 m gleichbleiben dürfte.

[2]) Supan, Statistik der unteren Luftströmungen. Leipzig 1881. S. 16 und Fig. 1. Sprung, Lehrbuch der Meteorologie. S. 193 und Fig. 37.

[3]) Synthèse de la Repartition des Pressions à la Surface du Globe. Annales 1887. Tome I, und Report on the Present State of our Knowledge respecting the general Circulation of the Atmosphere. Met. Congress Chicago. August 1893. London, Stanford.

[4]) Teisserenc de Bort hat unter der Annahme einer gleichförmigen Wärmeabnahme mit der Höhe von 1° pro 180 m (0.56° pro 100 m) folgende mittlere Barometerstände für die Breitekreise der nördlichen Hemisphäre berechnet, die in niedrigen Breiten den Beobachtungen etwas näher kommen dürften, als die von Sprung.

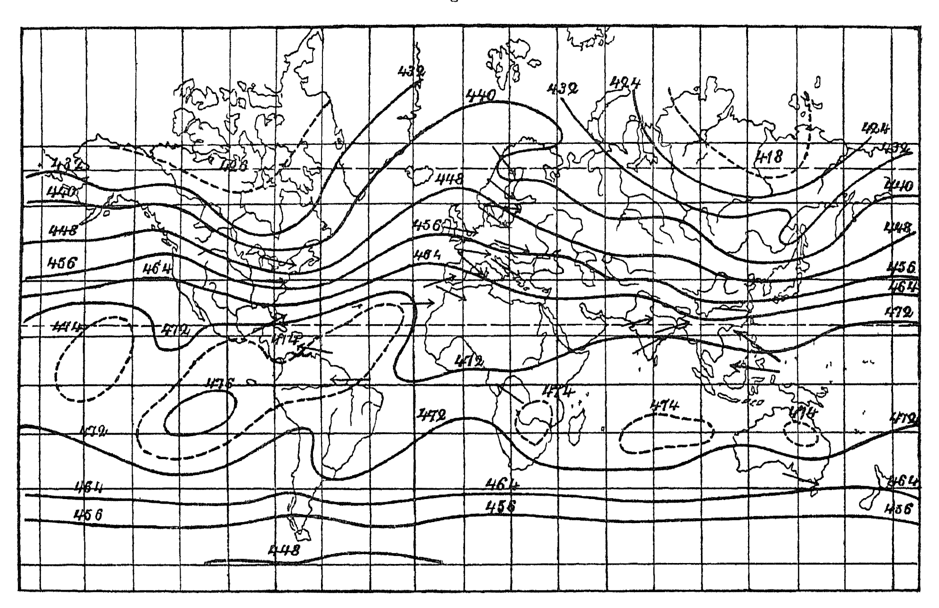
Nördliche Halbkugel. Mittlere Barometerstände in 4000 m. 400 mm +.

Äqu.	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60	65
74.0	73.4	72.6	72.4	71.4	70.4	68.0	64.6	59.5	53.5	48.0	42.5	35.7	30.7

Sur le mode de formation des types d'isobares. Annales. Année 1888. I. Memoires.

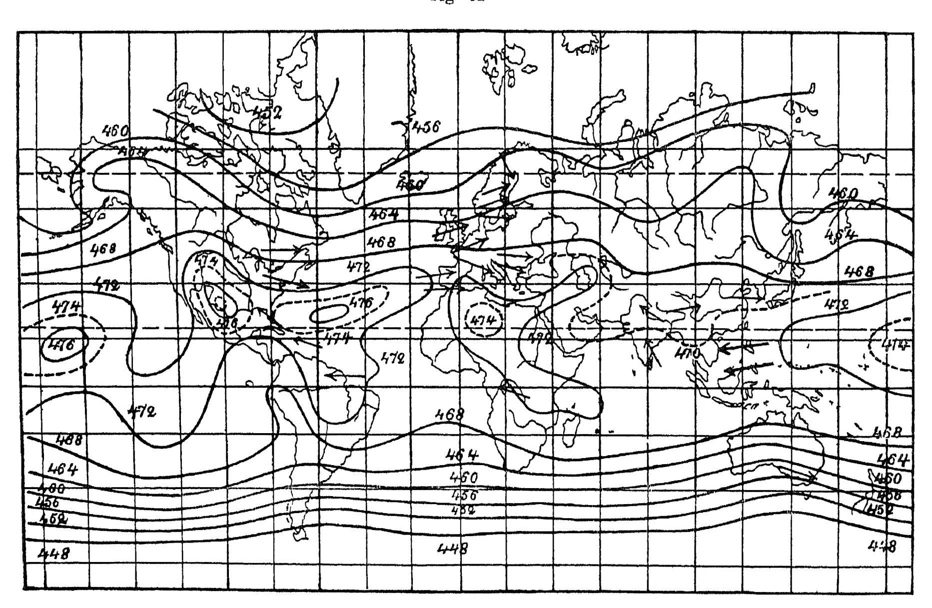
[5]) Am Meeresniveau Minimum 65° N 758.2, Maximum 35° N 762.4, Minimum 10° N 757.9.

Fig. 50



Luftdruckverteilung im Januar in 4000 m Höhe

Fig. 51



Luftdruckverteilung im Juli in 4000 m Höhe

Isobaren in 4000 m Seehöhe nach Teisserenc de Bort und Richtung des Zuges der Cirruswolken nach H. Hildebrandsson

Schon in 2000 m Höhe verschwinden die subtropischen Barometermaxima im Mittel des Jahres fast ganz (nicht aber in den extremen Monaten, siehe Karte von Teisserenc); in 4000 m ist das Druckgefälle von 10° südl. Br. ohne Unterbrechung nach den beiden Polen hin gerichtet. Auch in den extremen Monaten bleibt das Gefälle in meridionaler Richtung einfach, nur in der Richtung der Breitegrade bleiben noch Unterschiede selbst in 4 km Höhe bestehen und zwar liegen die Zentren höchsten Druckes über den Ozeanen der tropischen und subtropischen Breiten.

Für 8 km Höhe über dem Nordatlantischen Ozean findet Supan folgendes Druckgefälle im Januar:

Breite	Äqu.	30	60	80	Differenz	Entsprechendes Gefälle
Druck in 8 km Höhe	282	275	251	232	50 mm	1360 m

Das Gefälle der Flächen gleichen Druckes in 8 km Höhe beträgt demnach ca. 1360 m vom Äquator bis 80° (über dem Atlantischen Ozean), was eine meridionale Endgeschwindigkeit von über 164 m geben würde.

Den Einfluss der Kontinente mag man nach folgenden von Supan berechneten Zahlen beurteilen:

Mittlerer Luftdruck unter 60° nördl. Br. in verschiedenen Höhen im Januar.

Höhe in km	0	2	4	6	8
Atlantischer Ozean	744	576	441	334	251
Ostsibirien	778	584	439	326	240
Ozean — Land	—34	—8	+2	+8	+11

Da wir die thatsächliche Wärmeabnahme mit der Höhe namentlich in so extremen Fällen, wie über Ostsibirien, nicht kennen, sind diese Rechnungsresultate nur mit Vorsicht aufzunehmen. Sie dürften aber doch zeigen, dass noch in grossen Höhen die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre durch die Kontinente beeinflusst wird. Das Gefälle der Flächen gleichen Druckes über den Kontinenten ist im Winter steiler, im Sommer geringer als über den Ozeanen. So viel scheint sicher zu stehen. Auch die Umkehrung des oberen Gradienten gegen den unteren zwischen Kontinent und Ozean ist zu beachten.

Die Flächen gleichen Druckes neigen sich daher in allen Niveaus oberhalb 2 km Höhe trichterförmig vom Äquator gegen die Pole hin, die Neigung ist stärker in jener Hemisphäre, die Winter hat, schwächer in jener die gleichzeitig Sommer hat. Das Gefälle hat also eine jährliche Periode; auf der nördlichen Halbkugel ist die jährliche Änderung des Gefälles eine viel stärkere, als auf der südlichen.

Die Wirkung dieser allgemeinen Druckverteilung in den höheren Schichten der Atmosphäre wird sein, dass die Luft von einem äquatorialen ringförmigen Wulst höheren Luftdruckes gegen die Pole hin abfliesst, mit grösserer Beschleunigung in höheren Schichten als in niedrigeren, da das Gefälle mit der Höhe zunimmt, wie wir gesehen haben. Infolge der Erdrotation erlangt sie aber dabei eine starke westöstliche Komponente, sie kann nicht direkt dem Druckgefälle folgend den Polen zufliessen, sondern muss dieselben umkreisen. Es bildet sich ein grosser Wirbel um die beiden Pole, mit zunehmender Rotationsgeschwindigkeit gegen die höheren Breiten.

Ferrel hat zuerst gezeigt, dass eine so starke Neigung der Flächen gleichen Druckes gegen die Pole hin mit einem stationären Bewegungszustand der Atmosphäre verträglich ist, dass trotz des grossen Gefälles die Luft das trichterförmige Gesenke um den Pol nicht ausfüllen kann. Es ist die ablenkende Kraft der Erdrotation, die das verhindert, und wir können auch berechnen, welche Druckdifferenzen bei gewissen Geschwindigkeiten der um den Pol rotierenden Luft der Ablenkungskraft der Erdrotation gerade das Gleichgewicht halten. Ist $\frac{1}{n}$ (oder h : l) wie früher das Gefälle der Flächen

gleichen Druckes, g die Beschleunigung der Schwere, so muss $\frac{g}{n} = 2\omega\ v \sin\varphi$ sein, oder wenn $\varDelta$ B den Gradienten bezeichnet, so muss $\varDelta B = 0\ 157\ v \sin\varphi$ sein [1])

Solange diese Gleichung besteht, kann keine Luft dem Pole zufliessen, sowie aber v durch Reibung oder durch Mischung mit schwacher bewegter Luft kleiner wird, wird $\frac{g}{n} > 2\omega\ v \sin\varphi$, oder der Gradient wird wirksam, die Luft bekommt eine meridionale Komponente und es stromt etwas Luft gegen den Pol hin ab Daher steigert sich aber wieder die Geschwindigkeit v, die Ablenkungskraft wird grosser, als es dem bestehenden Gefalle entspricht, $\frac{g}{n} < 2\omega\ v \sin\varphi$, die Luft rotiert rascher und drangt nach rechts vom Pole ab, wirkt also nach ruckwarts oder aquatorwarts stauend, bis dadurch das Gefalle $\frac{g}{n}$ wieder so verstarkt wird, dass die Beschleunigung auf demselben bei der bebestehenden Geschwindigkeit v der Ablenkungskraft das Gleichgewicht halt

Der aquatorwarts stauenden Wirkung der in den mittleren und hoheren Breiten mit starken westostlichen Geschwindigkeiten rotierenden Luftmassen verdankt nach Ferrel der Wulst hohen Luftdruckes an der Erdoberflache in den subtropischen Breiten seine Entstehung Der Winkelring der hoheren Breiten wirkt hemmend auf das obere Abfliessen der Luft vom Aquator, und die in mittleren Breiten zwischen 30° und 40° Breite angehaufte Luft fliesst unten an der Erdoberflache dem derart entstandenen Gefälle folgend gegen den Aquator hin ab So entsteht der oben beschriebene selbständige Kreislauf der Luft in den Tropen [2])

Dass dieser Wulst hohen Luftdruckes um 35 oder 30° Breite herum, (s die Tabelle S 469) uber den Ozeanen am starksten hervortritt, dass er auf der sudlichen Hemisphare starker entwickelt ist, als auf der nordlichen, stimmt trefflich mit dieser Erklarung uberein, denn uber den Wasserflachen und namentlich uber der sudlichen Hemisphare konnen sich die oberen Luftwirbel am kraftigsten entwickeln, wahrend sie uber den Kontinenten, namentlich stark erwarmten grossen Kontinenten, mehr oder weniger geschwacht werden

So erkennen wir denn einen Zusammenhang zwischen dem besonders hohen Druck in den subtropischen Breiten der sudlichen Halbkugel mit dem erstaunlich niedrigen Luftdruck in den hoheren Breiten derselben Letzterer ist die Ursache des ersteren, der normal und ungestort ausgebildete Wirbelring um den Sudpol aber ist die Ursache von beiden

Derart hat Ferrel zwei Erscheinungen erklart, von denen man vor ihm sich vergeblich Rechenschaft zu geben versucht hat, den niedrigen Luftdruck der hoheren Breiten, namentlich in der sudlichen Hemisphäre und den hohen Luftdruck der subtropischen Breiten Bei den gewohnlichen, sagen wir mit Davis kontinentalen Konvektionsstromungen finden wir eine cyklonale Luftbewegung um ein Warmezentrum mit niedrigem Luftdruck Bei der atmospharischen Konvektionsstromung aber ist umgekehrt das Wirbelzentrum ein Ort niedrigster Temperatur, es bildet

[1]) Im Meeresniveau gilt die Gleichung $g(h\ \ l) = g\frac{10\ 5\varDelta B}{l} = 2\omega v \sin\varphi$, $l = 111$ km, $g = 9\ 8$ m, $2\omega = 0\ 000146$ eingesetzt, giebt obigen Wert für $\varDelta$ B pro Grad Bei dem Barometerstand b und der absoluten Temperatur T ist die Konstante 0 157 mit (b 760) (To T) zu multiplizieren, der Gradient wird mit der Hohe kleiner im Verhältnis zur Abnahme des Luftdruckes und wird kleiner bei hoherer Temperatur

[2]) Sprung (Lehrb S 198) fasst die Ferrel sche Theorie in folgenden Sätzen kurz zusammen „Die gesamte allgemeine Luftbewegung einer Hemisphäre repräsentiert einen grossen atmospharischen Wirbel, in welchem die Zirkulation durch die konstanten Temperaturdifferenzen eingeleitet und erhalten, durch die Erdrotation aber in bestimmter Weise modifiziert wird, und zwar so, dass die Rotation der Luftteilchen im inneren Gebiete des Wirbels in der gewohnlichen Weise erfolgt, gegen den Uhrzeiger auf der nordlichen, mit demselben auf der sudlichen Hemisphäre Jeder der zwei Wirbel besitzt aber noch ein äusseres ringformiges Gebiet mit entgegengesetzter Rotation An der Grenze des inneren und äusseren Gebietes erfolgt durch die Zentrifugalkräfte eine Anhaufung von Luft und eine entsprechende Vergrosserung des Luftdruckes

sich eine Cyklone mit kaltem Zentrum. Sonst ensteht hoher Luftdruck an dem Orte, gegen welchen in der Höhe die Luft abfliesst, und man hätte nach dem gewöhnlichen Auftreten der atmosphärischen Zirkulationsströmungen ein gewisses Recht anzunehmen, dass die Pole die Orte höchsten Luftdruckes bei den grossen atmosphärischen Kreisläufen hätten werden sollen, sowie auf den Wärmegürtel des Äquators die Zone niedrigsten Druckes fällt.

Ferrel hat in der Wirkung der Ablenkungskraft der Erdrotation auf die grossen atmosphärischen Strömungen die Ursache nachgewiesen, welche dies verhindert und eine ganz andere, ja gegensätzliche Luftdruckverteilung auf jeder Hemisphäre bewirkt.

Der niedrige Luftdruck der südlichen Halbkugel. Der ausserordentlich niedrige Luftdruck der südlichen Halbkugel jenseits 40° südl. Br. hat die Aufmerksamkeit der Meteorologen und Physiker in früherer Zeit namentlich seit den Beobachtungen von James Ross in den antarktischen Breiten ganz besonders in Anspruch genommen und man hat sich vergebens bemüht, denselben zu erklären. Manche und darunter sehr bedeutende Meteorologen glaubten, so wie Maury, in dem grossen Wasserdampfgehalt der Luft der höheren südlichen Breiten und den reichlichen Niederschlägen derselben die Ursache des abnorm niedrigen Luftdruckes finden zu können. Es liegt nahe, dass diese Ansicht gar keinen Halt hat, die Äquatorialzone müsste dann jedenfalls den niedrigsten Luftdruck haben, überhaupt ist diese Erklärung physikalisch unhaltbar.

Ferrel und unabhängig von ihm J. J. Murphy haben zuerst und ziemlich gleichzeitig in der Zentrifugalkraft der in den höheren Breiten den Pol umkreisenden Westwinde die wahre Ursache desselben aufgedeckt.[1])

So wie die Westwinde der höheren Breiten äquatorwärts drängen und stauen, so haben die Passate eine Stauwirkung auf ihrer Polarseite, weil sie auch nach rechts abgelenkt werden, als Ostwinde also polwärts. Nur ist diese Ablenkung wegen der niedrigen Breite, wegen der geringeren Geschwindigkeit und geringeren Mächtigkeit bei den Passaten relativ gering.[2]) Aber auch sie tragen bei

---

[1]) On the Circulation of the Atmosphere by Joseph John Murphy Belfast Nat. Hist. and Phil. Soc. Febr. 1856. Ferrel an den oben citierten Stellen, und Nature Vol IV. S. 226. The cause of low barometer in the Polar regions. Hier zeigt Ferrel, dass die ablenkende Kraft der Erdrotation die rasche Abnahme des Luftdruckes in den höheren südlichen Breiten auch numerisch vollständig erklärt.

In der That finden wir, wenn wir die früher aufgestellten Ausdrücke für den Gradienten und die Ablenkungskraft der Erdrotation benützen, als Gleichung des Gleichgewichtes zwischen der Beschleunigung bei dem Gradienten ΔB und der Ablenkungskraft der Erdrotation:

$$g\,(h:l) = g\,\frac{10.5\ \Delta B}{l} = 2\,\omega\ v \sin\varphi.$$

Suchen wir den Gradienten an der Erdoberfläche, der unter 55° südl. Br. einer Windgeschwindigkeit von 10 m pro Sek. z. B. entspricht, setzen demnach $l = 111$ km $\varphi = 55^0$, $v = 10$, $g = 9.8$ m, so finden wir:

$$\Delta B = \text{Gradient} = 2\,\omega\ v \sin\varphi \times 111000 : (10.5\ g) = 1.29 \text{ mm}.$$

In Wirklichkeit ist der Gradient unter 55° südl. Br. im Jahresmittel bloss 0.97, also noch kleiner. Aus unserer Rechnung geht demnach so viel mit Sicherheit hervor, dass die Ablenkungskraft der Erdrotation den niedrigen Luftdruck auf der südlichen Halbkugel vollkommen zu erklären vermag. Auf der nördlichen Hemisphäre kommt ein gleich energischer Polarwirbel nicht zu stande.

[2]) Der vollständigere Ausdruck für die Ablenkung durch die Erdrotation ist $2\,\omega\,v \sin\varphi + (v^2 \sin\varphi : r)$, wenn r den Abstand des Breitekreises φ von der Erdachse bedeutet. Der Zusatz drückt den Effekt der gewöhnlichen Fliehkraft auf gekrümmter Bahn aus, die bekanntlich dem Quadrate der Geschwindigkeit direkt, dem Krümmungsradius der Bahn verkehrt proportional ist. Ist die Luft genötigt, dem Breitekreise zu folgen, und V deren westöstliche Geschwindigkeit, so ist die ablenkende Kraft der Erdrotation, welche den Körper aus der Bewegung im grössten Kreise, seiner Trägheitsbahn, herausdrängt, verkehrt proportional der Krümmung des Breitekreises in Bezug auf den grössten Kreis, der an den betreffenden Punkt gelegt wird und direkt proportional V^2. Jene

zu einer Anhäufung von Luft in den subtropischen Breiten, zu der Bildung des Rückens hohen Luftdruckes daselbst, sowie auch zur Entstehung des Gürtels

---

Krümmung ist aber, wenn r der Abstand von der Erdachse in der Breite φ ist, r sin φ. Daher ist V^2 (r sin φ) das Mass dieser Fliehkraft (s. Sprung, Lehrbuch S. 21/22).

Dieses zweite Glied (das von der geodätischen Krümmung des Breitekreises herrührt) ist stets positiv, auch wenn V, wie bei westlicher Bewegung, negativ genommen werden muss. In diesem Falle, also bei den Passaten, ist die Ablenkung gleich der Differenz der beiden Fliehkräfte (weil dann V im ersten Gliede negativ) also auch deshalb kleiner als bei den Westwinden der höheren Breiten.

Es wirken also mehrere Umstände zusammen, dass die äquatorwärts fliessenden unteren Luftströmungen geringere Druckunterschiede (dynamisch) bewirken, als die polwärts fliessenden. Erstlich die geringere Zunahme der Westkomponente gegenüber jener der Ostkomponente für eine Verschiebung der Luftmassen um gleiche Breitedifferenzen, also die kleinere Geschwindigkeit, zweitens die Wirkung des eben erwähnten zweiten Gliedes der Ablenkungskraft, und drittens noch der Umstand, dass die unteren Luftströmungen durch Reibung viel mehr an Geschwindigkeit verlieren, als die oberen.

Es schaffen demnach die westlichen Strömungen der mittleren und höheren Breiten viel grössere Druckdifferenzen als die östlichen in den niedrigeren Breiten. Auch geht daraus hervor, dass, wenn auch ursprünglich die Druckverteilung so wäre, wie sie den gewöhnlichen Konvektionsströmungen entspricht, hoher Druck am kalten Ende, niedriger am warmen, doch alsbald das Verhältnis sich ändern müsste. In den höheren Breiten muss der Druck unter dem Einflusse der sich entwickelnden starken Westkomponente stärker sinken, als er zunehmen kann, da diese Weststromung ja auch den Luftzufluss gegen das kalte Ende hemmt. Eine Luftanhäufung, welche ein unteres Gefälle gegen den Äquator hin bewirkt, wird deshalb schon in mittleren oder niedrigeren Breiten eintreten. Die Zone, in welcher sich an der Erdoberfläche die rückkehrenden Strömungen zum Äquator im allgemeinen einstellen, wird in eine mittlere Breite verlegt und zwar nach Ferrel und Siemens unter 35°. Ferrel und später Werner von Siemens haben versucht, die Lage des Gürtels der Rossbreiten auf Grund mechanischer Überlegungen zu berechnen. Beide gehen dabei von einem anfänglichen Zustande relativer Ruhe der Atmosphäre aus. Nun werde ein Luftaustausch zwischen den äquatorialen und polaren Luftmassen eingeleitet, ein allgemeiner Mischungsprozess gleichsam. Dabei entstehen nun relative Bewegungen, in höheren Breiten Westwinde, in niedrigeren Breiten Ostwinde, und es entsteht die Frage, auf welche Breite die Windscheide fallen wird, und nebenbei, welche relative Geschwindigkeiten die Luft in verschiedenen Breiten haben wird. Ferrel löst diese Frage unter Anwendung des Prinzipes der Erhaltung der Flächengeschwindigkeit, welches schliesslich für die lineare relative Rotationsgeschwindigkeit v in der Breite φ den Ausdruck giebt

$$v = R\,\omega\left(\frac{2}{3\cos\varphi} - \cos\varphi\right)$$

v wird = 0 für $\cos^2\varphi = {}^2/_3$ oder $\varphi = 35^0\,16'$. Das ist also die geographische Breite der Windscheide. Für $\varphi > 35{,}3^0$ wird v positiv (Westwinde), für $\varphi < 35{,}3^0$ wird v negativ (Ostwinde). Die Geschwindigkeit am Äquator wäre 155 m, in 54° 254 m, am Pol aber unendlich gross.

W. v. Siemens geht von dem Satze aus, dass nach dem Luftaustausch oder nach vollzogener Mischung eine überall gleiche mittlere Rotationsgeschwindigkeit C eintreten würde, welche der Bedingung Genüge leisten muss, dass die Summe der lebendigen Kräfte dieselbe ist, wie zuvor. Für diese Rotationsgeschwindigkeit ergiebt sich

1) $$C = R\,\omega\sqrt{{}^2/_3} = 379 \text{ m pro Sekunde}$$

Die relative Ostkomponente v ergiebt sich durch Subtraktion der Rotationsgeschwindigkeit der Erde unter dem betreffenden Parallel, also

2) $$v = R\,\omega\sqrt{{}^2/_3} - R\,\omega\cos\varphi = R\,\omega\left(\sqrt{{}^2/_3} - \cos\varphi\right)$$

v wird = 0 für $\cos\varphi = \sqrt{{}^2/_3}$, also $\varphi = 35^0\,16'$, wie vorhin bei Ferrel.

Für den Gürtel zwischen $\varphi = 35{,}3^0$ N und S ergiebt sich aus 2) v negativ, also ein Ostwind, mit einer Maximalgeschwindigkeit von 85 m pro Sekunde am Äquator. Für $\varphi > 35{,}3^0$ wird v positiv, Westwind, mit einer Maximalgeschwindigkeit von 379 m pro Sekunde an den Polen.

Ferrel wie Siemens kommen also in Bezug auf die Windscheide zu ganz gleichen Resultaten, nicht so in Bezug auf die Geschwindigkeiten, denen übrigens ohnehin gar keine reelle Bedeutung zuerkannt werden kann.

W. v. Siemens, Über die Erhaltung der Kraft im Luftmeere der Erde. Sitzungsberichte der Berliner Akad. 1886. XIII. Referat von Köppen in Met. Z. XXI. 1886. S. 233. Sprung, Über die Theorien des allgemeinen Windsystems der Erde. Met. Z. 1890. S. 161. Daselbst findet man die Ableitung der oben nur hingestellten Gleichungen. W. v. Siemens, Über das allgemeine Windsystem der Erde. Sitzungsberichte der Berliner Akad. 1890. XXX. Die Ansichten von Teisserenc de Bort über die Fixierung der Windscheide findet man in seiner schon oben citierten Schrift: General circulation of the atmosphere. pag. 11 etc.

Ferrel geht von dem Prinzipe aus, dass die Rotationsgeschwindigkeit der Erde durch die Strömungen der Atmosphäre nicht alteriert werden darf. Es muss dann die Summe der drehenden Kräfte der Ostwinde und jene der Westwinde gleich sein, und das ist der Fall, wenn die Windscheide auf den 35. Parallel fällt. Da

niedrigen Luftdruckes am Äquator. Derselbe ist zum Teil auch dynamisch bedingt, nicht bloss durch den oberen Abfluss der Luft vom Äquator, welch letzterer allerdings auch wieder durch die Stauwirkung der Passate an der Grenze der Tropen etwas gehemmt wird.

Da die Gürtel hohen Luftdruckes in den Subtropen, sowie zu einem Teil auch die Zone niedrigen Luftdruckes am Äquator dynamisch bedingt, ein Effekt der Zirkulation grosser Luftmassen sind, also ein bedeutendes Beharrungsvermögen haben werden, wird es nun um so mehr begreiflich, dass das ganze System des Kalmengürtels und des subtropischen Barometermaximums keineswegs direkt den Lageänderungen des Wärmeäquators an der Erdoberfläche folgt, sondern dies nur in geringem Masse geschieht, wie wir in den Verschiebungen der Kalmengürtel auf den Ozeanen S. 454 gesehen haben.

Wenn auch der Berechnung der Lage der Windscheide von Ferrel und Siemens kein besonderes Gewicht beigelegt werden kann, weil die Voraussetzungen, unter welchen dieselbe gefunden worden ist, teils schon theoretisch nicht einwandsfrei sind, teils auch den thatsächlichen Verhältnissen viel zu wenig Rechnung tragen [1]), ist es doch interessant zu sehen, dass man von verschiedenen Ausgangspunkten aus stets zu einem Resultat kommt, das mit der thatsächlichen mittleren Lage der Rossbreiten recht nahe übereinstimmt.

Nach Feststellung der Ansichten über die Ursache des niedrigen Druckes in den höheren Breiten und über die Entstehung und die Lage der Windscheiden (des Gürtels der Rossbreiten) in beiden Hemisphären, wird es nun nötig, zunächst auch die oberen Luftströmungen am Äquator und über den Passaten näher ins Auge zu fassen.

Ostwind in grosser Höhe über dem Äquator. Die Beobachtungen des Zuges der Cirruswolken sowie das Fortschreiten der Trübung der Atmosphäre bei der grossen Eruption des Krakatau (s. S. 461) haben einen, wie es scheint, stetigen und starken Ostwind in grossen Höhen über dem Äquator festgestellt. Die oben entwickelten theoretischen Anschauungen über die Zirkulation der Atmosphäre stehen mit diesen Beobachtungen in vollem Einklang. Die Passate, welche gegen den Äquator hin eine bedeutende vertikale Mächtigkeit haben und in grossen Höhen nur eine geringe Reibung erfahren, werden mit der Annäherung an den Äquator immer östlicher und vereinigen sich über demselben zu einem kräftigen Ostwind.

Wenn man noch dazu annehmen will, dass die von den Wendekreisen gegen den Äquator strömende Luft mit der Annäherung an denselben aufsteigt, ohne dabei durch Mischung und Reibung erheblich von ihrem ursprünglichen Rotationsmoment einzubüssen, so erhält man kräftige relative ostwestliche Geschwindigkeiten derselben am Äquator. [2])

---

aber die Sonnenwärme, welche die Luftströme in Bewegung setzt, eine äussere Kraft ist, so ist die Anwendung dieses Prinzipes nicht statthaft. So hat ja z. B. Sir Wm. Thomson aus der durch die tägliche Erwärmung der Atmosphäre entstehenden geringen Luftanhäufung zu beiden Seiten des Meridians, in dem die Sonne steht, eine (sehr geringe) Acceleration der Erdrotation berechnet. R. Soc. Edinburgh. Vol XI. pag. 396.

[1]) Ferrel hat später selbst zugegeben, dass eine wirkliche Berechnung der Lage der Windscheide nicht ausführbar erscheint. Recent Advances.

[2]) Gelangt Luft aus der Breite φ, die daselbst Windstille machte, also die Rotationsgeschwindigkeit $\omega R \cos \varphi$ hatte, in die niedrigere Breite φ', so nimmt ihre lineare Rotationsgeschwindigkeit ab im Verhältnis von $\cos \varphi : \cos \varphi'$. Hat sie dabei aber zugleich die Höhe h erreicht, so ist ihr Abstand von der Rotationsachse nunmehr (sehr nahe) $R \cos \varphi' + h$, und die Rotationsgeschwindigkeit ist im Verhältnis $R \cos \varphi : R \cos \varphi' + h$) kleiner geworden. Die in dieser Breite und Höhe herrschende Rotationsgeschwindigkeit ist aber

Ferrel findet noch einen anderen Grund fur kraftige westliche (nach West gerichtete) Stromungen in grossen Hohen uber dem Aquator Im Winter der nordlichen Hemisphare muss in grossen Hohen Luft von der sudlichen Hemisphare in die nordliche hinuberfliessen, umgekehrt, aber wohl in geringerem Masse im Winter der sudlichen Halbkugel Diese Luftmassen, die aus mittleren Breiten kommen, erlangen dabei eine betrachtliche westliche (nach West gerichtete) Komponente, die mit der Annaherung an den Aquator wachst und dort einen Ostwind giebt Zur Zeit der Eruption des Krakatau im August war diese Wirkung gerade im Maximum Das Doldrum lag im Norden und die obere kraftige Ruckstromung fuhrte den vulkanischen Staub nach West und nach Sud (bis Madagaskar) [1])

Auch M Moller zieht die Jahreszeit in Betracht, in welcher der Krakatauausbruch erfolgte, also den Umstand, dass der Kalmengurtel damals etwa in 17° nordl Br sich befand Die von ihm in der Hohe von 30 km gegen den Aquator abfliessende Luft hatte in dieser Breite eine ostliche Komponente von 447 m Am Aquator angelangt, verringert sich dieselbe im Verhaltnis von cos 17° zu 1, also auf 427 5 m, bleibt somit gegen die dort in dieser Hohe herrschende Rotationsgeschwindigkeit von 467·3 m um rund 40 m zuruck, was einen Ostwind von dieser Geschwindigkeit giebt Nimmt man aber zudem an, dass die Luft, die unter 17° in 30 km Hohe abfliesst, vom Erdboden aufgestiegen ist, so hat sie in dieser Hohe nur eine Rotationsgeschwindigkeit von 444 7, giebt also hier schon einen Ostwind von 2·3 m, somit am Aquator einen solchen von 42 m Dies wurde mit den Beobachtungen ubereinstimmen

Uber dem Aquator und der Kalmenzone herrscht Ostwind Diese Luft setzt sich ausserhalb der Kalmenzone dem oberen Druckgefälle folgend gegen hohere Breiten in Bewegung Sie erhalt dabei neben ihrer ostwestlichen Bewegungskomponente nun auch eine meridionale Die Richtung der abfliessenden Luft wird also anfangs eine sudostliche sein, aber mit zunehmender Breite wird die Ablenkung nach rechts den SE-Wind in einen Sudwind und endlich in einen SW-Wind verwandeln Die Beobachtung des oberen Wolkenzuges stimmt mit diesen Folgerungen uberein.

Von besonderem Interesse erscheint dabei die Beantwortung der Frage, in welcher Breite die vom Aquator oben abfliessenden Luftmassen die westliche Komponente einbussen und reine Sudwinde werden, womit die Grenzscheide zwischen dem oberen Ost- und Westwind erreicht wird.

(ωR cos $\varphi' +$ h), und die Differenz dieser Geschwindigkeit gegen die obige giebt die Stärke des Ostwindes in der Höhe h an Dieselbe ist also

$$\frac{\omega R^2 \cos^2 \varphi}{R \cos \varphi' + h} - \omega (R \cos \varphi' + h)$$

Nimmt man als mittleren Ausgangspunkt der Passate 32,5° Breite an, also $\varphi = 32$ 5, und sucht wie Ekholm die Geschwindigkeit des Ostwindes in der Hohe von 33 5 km unter 6° Breite (Krakatau) und am Aquator selbst, so erhält man [log $\omega = \overline{5}$ 86285, log R = 3 80470 (km)] in 6° R cos $\varphi' +$ h = 6377 km, am Aquator R + h = 6412 km und damit die Stärke des Ostwindes in 33 5 km Hohe unter 6° = 134 m, unter dem Aquator selbst gleich 138 5 m Es konnen demnach mehr als 70 Proz der relativen Geschwindigkeit durch Reibung und Mischung verloren gehen, um trotzdem die beobachtete Geschwindigkeit von ca 40 m noch erklären zu konnen

Obige Gleichung kann auch so geschrieben werden

$$v = \frac{\omega}{r} (r^2 - r'^2),$$

in welcher Form sie unmittelbar aus dem Satz der Erhaltung der Rotationsmomente sich ergiebt, wenn r der Abstand von der Erdachse am Ausgangspunkt der Bewegung und r' jener in der Breite φ' ist Das negative Zeichen von v entspricht einem Ostwind Daraus folgt

„In den hochsten Luftschichten gerade über dem Aquator weht durchschnittlich der schnellste Ostwind der Erde" (Ekholm)

[1]) Ferrel, Treatise on the Winds pag 127/128

Diese Beantwortung fällt natürlich verschieden aus, je nach den Annahmen über die Grösse der westlichen Komponente der oberen Strömung über dem Äquator, oder der Geschwindigkeit des Ostwindes. Geht man von einem Ostwind von 40 m Geschwindigkeit in 30 km Höhe am Äquator aus, so wird dessen Geschwindigkeit Null unter 17° Breite.[1]) Nimmt man aber mit Möller an, dass der Wind in der Höhe die Äquatorgegend als Ostwind von nur 12 m Geschwindigkeit verlässt, so erhält man als Grenze der Ostwinde 9·3°.[2]) Von dieser Breite an dreht sich der obere Luftstrom allmählich von S nach SW und W. Der eigentliche Antipassat, der obere SW-Wind, ist daher je nach der Annahme über die Geschwindigkeit der oberen Ostwinde am Äquator erst unter 10 bis 20° Breite zu erwarten.

Pernter hat eine Diskussion der Oberbeckschen Gleichungen der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre versucht. Er kommt dabei unter gewissen plausiblen Annahmen zu dem Resultat, dass zwischen $4^1/_2$° nördl. und südl. Br. durch die ganze Atmosphäre Ostwind herrscht. Unter 5° beginnt der Antipassat in 40 km Höhe, unter 10° schon in 16 km, unter 15° in 10 km, unter 20° in 6, unter 25° in 4 km, unter 30° in $2^1/_2$ km und langt bei 35° an der Erdoberfläche an.[3])

Wenn aber, meint Ekholm, die in der Kalmenzone aufsteigende Luft, welche nur eine geringe westwärts gerichtete Geschwindigkeit besitzt (schwacher Ostwind), nach Nord und Süd abfliesst, ohne sich mit der stärker bewegten Luft höherer Schichten zu mischen, so kann sie schon in niedrigen Breiten in einen SW-Wind übergehen. Dass dies der Fall sein kann, zeigt die rasche Verbreitung des Krakatau-Rauches nach NE (Japan) und SE (Australien), die in einer geringeren Höhe erfolgt zu sein scheint, als jene des den Äquator umkreisenden Hauptstromes. Auch einige Wolkenbeobachtungen von Abercromby im Atlantischen Ozean sprechen dafür, der (Dezember 1888) den oberen Wolkenzug nördlich vom Äquator aus SW, südlich aus NW fand mit einer nur schmalen Zwischenzone von 200 Seemeilen. Die Verbreitung der feinsten Eruptionsprodukte der Krakatau-Eruption durch die oben abfliessenden Strömungen zu beiden Seiten des Äquators in die höheren Breiten erfolgte nur langsam. Die auffallenden Dämmerungserscheinungen traten in Europa und Nordamerika sowie in Südamerika und Australien unter 40—50° Breite erst ca. zwei Monate nach der grossen Eruption ein.[4])

Die oberen Luftströmungen der höheren Breiten. Der obere Westwind, der sog. Antipassat, senkt sich jenseits der Zone der Rossbreiten bis zur Erdoberfläche herab. Zwischen den Rossbreiten und dem Äquator besteht ein geschlossener Kreislauf der Atmosphäre, wie er ohne Dazwischentreten der Erdrotation sich zwischen Äquator und Pol vollziehen müsste. Die Gürtel hohen Luftdruckes der Rossbreiten bilden eine Windscheide. An der Erdoberfläche gehen von ihnen äquatorwärts die Passate aus, polwärts die Westwinde der höheren Breiten. In diesen aussertropischen Gebieten herrschen, von vorübergehenden Störungen abgesehen, nur Westwinde durch die ganze Höhe der Atmosphäre und zwar an der Erdoberfläche, wie in der Cirrusregion, mit einer gegen den Pol gerichteten Komponente.

Da entsteht nun die Frage, auf welchem Wege kehrt die in den aussertropischen Breiten gegen die Pole hin abfliessende Luft wieder gegen den Äquator,

---

[1]) Ekholm, Über die Einwirkung der ablenkenden Kraft der Erdrotation auf die Luftbewegung. Schwed. Akad. der Wissenschaften. Abh. B. 15. Stockholm 1890. pag. 29.

[2]) Möller, Der Kreislauf der atmosphärischen Luft. S. 14. Die Rechnung basiert in beiden Fällen auf dem Flächensatz (s. oben). Die Geschwindigkeit im westöstlichen Sinne beträgt am Äquator $465 - 12 = 453$ m; erreicht also in der fraglichen Breite φ den Betrag von $453 : \cos\varphi$. Die Erdoberfläche hat in der Breite φ die westöstliche Geschwindigkeit $465 \cos\varphi$, somit hat unsere Luftmasse in dieser Breite die Geschwindigkeit $v = (453 : \cos\varphi) - 465 \cos\varphi$, da $v = 0$ werden soll, erhält man $0 = 453 - 465 \cos\varphi^2$, oder $\cos\varphi = \sqrt{453 : 465}$, $\varphi = 9^0\,15'$. Im ersteren Falle aber $\cos\varphi = \sqrt{425 : 465}$, $\varphi = 17^0$.

[3]) M. Z. 1890. S. 177.

[4]) M. s. Kiessling, Dämmerungserscheinungen. Karte II.

oder in die niedrigen Breiten überhaupt zurück. Da die Beobachtungen auf Bergen, und ebenso zwingende Schlüsse aus der Wärmeverteilung auf der Erdoberfläche, die Thatsache einer allgemeinen Senkung der Flächen gleichen Druckes in der Höhe gegen die Pole, oder eines allgemein gegen den Pol gerichteten Luftdruck-Gradienten daselbst ausser Zweifel stellen, so scheint es zunächst nicht wohl begreiflich, wie die Luft gegen diesen Gradienten wieder in die niedrigeren Breiten zurückgelangt.

Es ist dies unter den angegebenen Verhältnissen nur möglich, wenn die Beschleunigung durch die Ablenkungskraft der Erdrotation grösser wird als die Beschleunigung der Schwere auf den gegen den Pol hin geneigten Flächen gleichen Druckes, d. h. also, wenn $2\,\omega\,v \sin\varphi$ grösser wird als g/n, d. i. die Beschleunigung auf dem Gefälle. Im allgemeinen werden in jedem Niveau oberhalb der Erdoberfläche, im stationären Bewegungszustand des Polarwirbels, die Flächen gleichen Druckes eine Neigung annehmen, bei welcher die Gleichung $g/n = 2\,\omega\,v \sin\varphi$ nahezu erfüllt ist, nahezu, denn ein geringes effektives Gefälle gegen den Pol wird übrig bleiben, welches etwas Luft den höheren Breiten zuführt. Da aber v mit der Höhe zunimmt, so wird auch g/n mit der Höhe zunehmen. Sinkt nun Luft aus der Höhe herab, was fortwährend im ganzen Umfange der Zirkulation wird eintreten müssen, so hat diese Luft eine grössere Geschwindigkeit, als sie dem Gefälle in den tieferen Schichten entspricht, es wird für sie $g/n < 2\,\omega\,v \sin\varphi$. Die Luft wird vom Breitekreis, in dem sie strömt, nach rechts abgelenkt, sie bekommt eine äquatoriale Komponente, wird zu einem nordwestlichen Wind, der wieder Luft in die niedrigeren Breiten zurückführt.

Im allgemeinen wird aus den grossen Höhen der Atmosphäre, welche einen fortwährenden, wenn auch geringen Zufluss von Luft aus niedrigeren Breiten erhalten, welche dabei zugleich durch Wärmestrahlung stark erkaltet, in allen mittleren und höheren Breiten mehr Luft in die mittleren Schichten herabsinken, als von diesen emporsteigt, und daher wird auch in den letzteren die äquatoriale Komponente das Übergewicht erlangen [1]. Dabei ist zu beachten, dass Luft aus einem

---

[1]) Die Schwierigkeit, die man darin findet, dass die Luft in den höheren Schichten der Atmosphäre gegen den Gradienten oder gegen das Gefälle der Flächen gleichen Druckes gleichsam bergauf strömen soll, um wieder in niedrigere Breiten zu gelangen, beruht eigentlich auf einem Missverständnis. Der Begriff des Gradienten oder des Gefälles der Flächen gleichen Druckes auf der rotierenden Erde ist nur ein relativer. Wir befinden uns selbst auf der schiefen, gegen den Pol geneigten Erdoberfläche nur deshalb im Gleichgewicht, weil wir durch die Zentrifugalkraft der Erdrotation eine Beschleunigung gegen den Äquator hin erhalten, ohne dieselbe würde alles bewegliche auf der Erdoberfläche gegen die Pole hin sich in Bewegung setzen. Sowie die Rotation der Erde sistiert würde, würde ein grosser Teil der Ozeane gegen den Pol hin abfliessen und die Zirkumpolargebiete überschwemmen. Umgekehrt, wenn die Rotationsgeschwindigkeit der Erde zunehmen möchte, würden die Meere sich von den Polen zurückziehen und sich am Äquator anhäufen, die Neigung der horizontalen Flächen, d. i. der auf der *scheinbaren* Schwere senkrecht stehenden Flächen, gegen die Pole würde noch grösser werden. Diese Folgerungen sind wohl allgemein geläufig.

Sowie wir also einen Körper, eine Luftmasse, haben, die an der Rotation der Erde nicht teilnimmt, wird für dieselbe diese Neigung in Wirksamkeit treten, die Luftmasse wird gegen den nächsten Pol hin sich in Bewegung setzen, für sie ist die „horizontale“ Fläche gegen den Pol hin geneigt. Umgekehrt, rotiert diese Luftmasse rascher von West nach Ost (Westwinde), als die Erdoberfläche, über der sie sich befindet, so wird sie gegen den Äquator hin sich in Bewegung setzen, wie im obigen Falle das Wasser der Ozeane, rotiert sie aber langsamer, so strebt sie gegen den Pol. Für die Westwinde ist ein Gefälle gegen den Äquator vorhanden, für die Ostwinde ein solches gegen den Pol. Sie folgen diesem Gefälle, bis dadurch die Luftanhäufung und damit die in entgegengesetzter Richtung wirkenden Kräfte so gross werden, dass dieses Gefälle dadurch neutralisiert wird.

Im stationären Bewegungszustand der Atmosphäre ist nun das Gefälle der Flächen gleichen Druckes so adjustiert, dass die Westwinde und Ostwinde als solche bestehen können. Die Neigung der Flächen gleichen Druckes gegen die Pole hin, durch welche das erreicht wird, *ist kein Gefälle* für die Westwinde, *bedeutet keinen Gradienten* für dieselben, gerade so, wie für uns die Neigung des „absoluten Horizontes“ gegen

Niveau, wo der Barometerstand 200 mm ist, in dem Niveau, wo derselbe schon 400 mm beträgt, nur das halbe Volum einnimmt, ein viel schwächerer Luftstrom also dieselbe Luftmenge abführt. Diesen Rücktransport der Luft in mittleren Schichten der Atmosphäre gegen die niedrigeren Breiten darf man sich wohl nicht als eine allgemeine Strömung, einen allgemeinen NW-Wind in diesen mittleren Höhen vorstellen. Nur in der mittleren Windrichtung wird sich dieselbe zu erkennen geben, indem dieselbe dadurch eine kleine südliche Komponente erhält (d. i. nordwestlich wird). Es ist ja dabei zu bedenken, dass auch die nördliche Komponente der oberen Luftströmungen ebenfalls gering ist; dass infolge der Wirkung der Ablenkungskraft der Erdrotation der Zufluss der Luft gegen den Pol ein geringer ist, da die Westkomponente der Luftmassen in grösseren Höhen so bedeutend ist, dass wenig Luft aus den Breitekreisen heraustritt. Für eine allgemeine zusammenhängende rückkehrende Strömung in mittleren Höhen der Atmosphäre, die etwa mit den Passatströmungen einigermassen vergleichbar wäre, wie sie jetzt meist in den schematischen Darstellungen der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation figuriert, sprechen die Beobachtungen keineswegs.[1])

Man muss sich bei den Vorstellungen über die allgemeinen Luftbewegungen der höheren Breiten überhaupt hüten, dieselben in Wirklichkeit einem einfachen Schema folgend sich zu denken. Nur im Durchschnitt, und in der mittleren Windrichtung wird ein solches einigermassen zum Vorschein kommen.

---

die Pole, d. i. der auf der Massenanziehung der Erde allein oder der wahren Schwerkraft, senkrecht stehenden Fläche nicht vorhanden ist.

Léon Teisserenc de Bort unterscheidet deshalb zwischen dem „dynamischen" Gradienten, der ein Effekt der Bewegung selbst ist und keine Bewegung in seiner Richtung erzeugt, und dem gradient moteur, den wirksamen Gradienten; v. Bezold nennt die Flächen gleichen Druckes im ersteren Falle kritische Flächen. Teisserenc de Bort empfiehlt auch statt des gewöhnlichen Gradienten $dp : dl$ den „gradient mechanique", $dh : dl$, d. i. die Neigung der Fläche gleichen Druckes, $= \tang \alpha$. Annuaire de la Soc. Mét. de France. 40. Année. 1892. pag. 11 u. 15.

Sowie aber die Westwinde verstärkt werden, noch stärker rotieren, genügt das bestehende Gefälle der Flächen gleichen Druckes gegen die Pole hin nicht mehr, sie an dem Abfliessen gegen den Äquator zu hindern, das wirksame Gefälle, der Gradient, ist für sie geradezu gegen den Äquator hin gerichtet, die Luft fliesst nicht gegen den Gradienten, im Gegenteil, sie folgt einem Gradienten, indem sie sich gegen niedrigere Breiten in Bewegung setzt. Nun tritt dieser Fall einer Zunahme der Rotationsgeschwindigkeit im Gebiete eines für eine schwächere Rotationsgeschwindigkeit adjustierten Gefälles der Flächen gleichen Druckes in den mittleren Schichten der Atmosphäre häufig oder gewöhnlich ein, wie oben erörtert wurde. Es entsteht dadurch ein gegen den Äquator gerichteter Gradient in dieser Schicht, dem die Luft folgt und gegen niedrigere Breiten abfliesst. Bekanntlich fliessen auch die ostwärts gerichteten Meeresströmungen gegen den Äquator hin ab, ihre relative Geschwindigkeit ist aber viel, viel kleiner als die der Westwinde. Denn das für diese Schicht der stationären Luftbewegung entsprechende allgemeine Gefälle ist ja für dieselbe eine horizontale Fläche, ohne jedes Gefälle, wie für uns der gegen den Pol geneigte „absolute Horizont".

Es war ein glücklicher Gedanke von Max Möller, den Begriff des absoluten Horizontes in die Meteorologie einzuführen, d. i. jener Fläche, welche auf der Richtung der Massenanziehung der Erde senkrecht steht. Da die Luftmassen nicht fest mit der Erde verbunden sind und bei ihren Bewegungen vielfach andere als die örtlichen Rotationsgeschwindigkeiten mitbringen, wird dieser absolute Horizont dann jederzeit für sie wirksam.

Die Neigung des „absoluten Horizontes" α gegen den thatsächlichen Horizont in der Breite φ beträgt, wenn ω die Winkelgeschwindigkeit der Erde, R deren Radius bezeichnet, g die Beschleunigung der Schwerkraft:

$$\tang \alpha = (R \omega^2 \cos \varphi \sin \varphi) : g,$$

sie wird ein Maximum für $\varphi = 45^0$. Der absolute Horizont fällt vom Äquator bis zur Breite φ um $(R^2 \omega^2 \sin^2 \varphi) : 2g$, von φ bis zum Pol um $(R^2 \omega^2 \cos^2 \varphi) : 2g$, also vom Äquator bis zum Pol um $(R^2 \omega^2) : 2g = (465)^2 : 19.8 = 11020$ m, Eine Luftmasse, die an der Rotation der Erde nicht teilnimmt, würde vom Äquator bis zum Pol um 11 km fallen, also eine Arbeit von 11020 Meter-Kilogramm leisten können. Möller, Met. Z. B. 25. 1890. S. 416; B. 29. 1894. S. 396. Ferner: Globus. B. LXVII. Die Meteorologie und die Gestalt der Erde. Henri Lasne (Problèmes relatifs à la circulation générale de l'atmosphère) befasst sich mit ähnlichen Überlegungen. Annuaire de la Soc. Met. de France. XLI. 1893.

[1]) S. namentlich Bigelow, Report Chief Weather Bureau 1898/99. Vol II. pag. 607.

Wir wissen auch noch gar nicht, wie viel die atmosphärischen Störungen als solche, die zahllosen kleinen lokalen Luftwirbel, die fortwährend in allen Breiten in dem grossen Polarwirbel treiben, zu diesem Rücktransport von Luft beitragen mögen. Da sie in diesen Höhen wohl stets einseitig entwickelt sind, so können sie auf ihrer Rückseite mehr Luft in niedrigen Breiten zurückführen, als an ihrer Vorderseite Luft in höheren Breiten hinaufgeschafft wird.

Das Schema der durchschnittlichen Luftbewegungen in verschiedenen Höhen in den aussertropischen Breiten, das gegenwärtig theoretisch das wahrscheinlichste ist, und auch mit den früher mitgeteilten Beobachtungen am besten übereinstimmt, kann kurz so gefasst werden.

An der Erdoberfläche herrschen Westwinde mit vorwiegender wenn auch geringer Polartendenz (meridionale Komponente nach dem Pol gerichtet), in mittleren Höhen etwa über 3 km bis zur Cirrusregion Westwinde mit vorwiegender Äquatorialtendenz, in den höchsten Schichten wieder Westwind mit vorwiegender Polartendenz. Also nördliche Halbkugel WSW, WNW, WSW, südliche Halbkugel WNW, WSW, WNW. Die unterste Schicht erhält ihre Polartendenz dadurch, dass sie stets durch die Reibung an der Erdoberfläche so viel von ihrer Geschwindigkeit einbüsst, dass sie dem relativ grossen gegen den Pol gerichteten Gradienten, der durch die grosse Geschwindigkeit der oberen Luftströmungen entsteht, nicht Widerstand zu leisten vermag, g/n, das Gefälle, das zumeist von den oberen stärker bewegten Luftströmungen abhängt, ist an der Erdoberfläche durchschnittlich stets grösser als $2\omega v \sin\varphi$, die Ablenkung, weil unten v durch die Reibung stark vermindert wird. Die Luft muss demnach unten dem Gradienten folgen und bekommt eine polwärts gerichtete Komponente, der W-Wind wird unten zu einem WSW oder gar SW (NW auf der südlichen Hemisphäre). Diese Wirkung reicht etwa durchschnittlich bis über 2 km hinauf, weil die Luft dieser Schicht sich stets in reichlichem Masse mit den untersten durch Reibung verlangsamten Schichten mischt.[1])

Die Polarkalmen. Es erscheint natürlich, dass an den Enden des Kreislaufes der Atmosphäre, dort wo die Luft aufsteigt, sowie dort wo sie herabsinkt, Luftruhe herrscht, die stärkste Bewegung ist (oben) im mittleren Teile der Konvektionsströmungen anzunehmen. Doch kann man sich mit dieser allgemeinen Überlegung allein nicht zufrieden geben. In der Mitte der Polarwirbel (den beiden Zirkumpolarregionen), denen die Luft, wenn auch in geringem Masse, allseitig zufliesst, nimmt Ferrel in seinem Schema der allgemeinen atmosphärischen Bewegungen auf einer homogenen Erde Windstille an.[2]) Bei den geringen Druckdifferenzen, die hier herrschen, kann es geschehen, dass infolge der starken Zunahme der Dichtigkeit der Luft gegen die innere Polarregion als Wirkung der niedrigen Temperatur der Luftdruck an der Erdoberfläche sogar etwas steigt, namentlich im Sommer, wo der Polarwirbel am schwächsten entwickelt ist. Dies bewirkt dann ausfliessende Luftbewegungen an der Erdoberfläche, wie sie die Beobachtungen auch in beiden Zirkumpolarregionen ergeben haben.

Der Kalmengürtel am Äquator. Obgleich es ziemlich selbstverständlich scheint, dass dort, wo die beiden Passate zusammentreffen und die Luft aufsteigt

[1]) Der Begriff Reibung wird hier im weiteren Sinne genommen, wie derselbe bei den atmosphärischen Bewegungen in der Regel angewendet wird.

[2]) Nahe dem Pol ist keine erhebliche Differenz zwischen der östlichen Komponente der Geschwindigkeit der oberen und unteren Schichten und deshalb wenig Kraft vorhanden, die Reibung an der Erdoberfläche zu überwinden und die östliche Geschwindigkeit zu erhalten. Da nun diese Komponente der Bewegung in den Polarregionen klein ist und gleicher Weise die Komponente der Bewegung von den Polen, so muss daselbst nahezu Windstille herrschen, so lange nicht besondere störende Kräfte wirksam werden. (Ferrel, Treatise on the Winds. pag. 152.) Die horizontalen Temperaturdifferenzen sind gering, daher die Flächen gleichen Druckes mehr parallel, kein Massenaustausch von Luft zwischen unten und oben, entstehende Winde werden durch Reibung bald vernichtet, ohne Ersatz lebendiger Kraft von oben. Alles begünstigt die Ruhe der Atmosphäre.

(aber auch hier dürfen wir keinen eigentlichen „Wind in die Höhe" annehmen), an der Erdoberfläche nahezu Windstille herrscht, also der Kalmengürtel (das Doldrum) angetroffen wird, so müssen wir uns doch näher darüber Rechenschaft geben. Denn die Passate wehen nicht gerade gegen einander, sondern werden mit Annäherung an den Äquator mehr reine Ostwinde. Von dieser Seite scheint also kein Grund vorhanden zu sein, dass die Bewegung der Luft hier ganz aufhört. In der That kommen die Schiffe auch bisweilen, namentlich im westlichen Teile der Ozeane, direkt von dem einen Passat in den anderen, ohne eine eigentliche Kalmenzone passiert zu haben.

Ferrel erklärt die Windstille am Äquator so. Die Westkomponente der Passate ist eine Folge der Ablenkung durch die Erdrotation. Diese Ablenkung verschwindet aber am Äquator, und damit werden auch die relativen Geschwindigkeiten sehr klein oder verschwinden ganz, und folglich ist dasselbe der Fall mit der Kraft, die an der Erdoberfläche die Reibung überwindet und eine Westkomponente der Bewegung aufrecht erhält. Da ferner keine Bewegung von Nord oder von Süd zwischen den beiden Windsystemen der Erde nahe dem Äquator vorhanden ist, so besteht hier eine Kalmenzone, die sich rings um die Erde erstreckt, so weit nicht örtliche Strömungen oder Kräfte das verhindern, die aber hier ausser Betracht bleiben.

Ekholm zieht die vertikale Komponente der Ablenkungskraft der Erdrotation zur Erklärung herbei, welche ja am Äquator am stärksten ist. Dieselbe drückt den Ostwind gleichsam gegen die Erde, vergrössert dadurch in hohem Grade die Reibung, welche dann bewirkt, dass die relative Bewegung der dem Äquator zuströmenden Luft gegen die Erde unterdrückt wird, d. i. die Luft alsobald nahezu vollkommen das Rotationsmoment der Erdoberfläche am Äquator annimmt, also Windstille eintritt. Er beruft sich dabei auch auf Helmholtz.[1])

Ekholm betrachtet die Atmosphäre als eine Reihe rotierender Luftringe und zeigt, dass ein Luftring, der langsamer als die Erde rotiert, mithin als Ostwind auftritt, schräg nach unten gegen den Äquator gedrückt wird, wobei die Reibung gegen die Erdoberfläche auf die untersten Luftschichten sehr kräftig einwirkt, um das Rotationsmoment zu vergrössern und somit Windstille zu erzeugen. „In die Kalmenzone selbst werden sich die unteren Schichten der Passatwinde erst einschieben können, sobald ihr Rotationsunterschied gegen die Erdoberfläche ganz aufgehoben ist."

Ein weiterer Grund für das Fehlen horizontaler Winde am Äquator liegt darin, dass eine Ablenkung derselben fehlt.

In mittleren und höheren Breiten erzeugt ein in der Höhe herrschender Wind wegen seiner stauenden oder saugenden Wirkung (infolge der Ablenkung, die er erfährt) auch unten eine Änderung des Gefälles und damit auch unten Winde. Am Äquator aber, wenn infolge von Reibung unten Windstille herrscht, wird diese von oben nicht gestört, der obere Wind überträgt keine lebendige Kraft nach unten (Möller). In der Kalmenzone fehlt die horizontale Bewegung und herrscht nur noch ein täglicher vertikaler Luftaustausch, der sich Tag für Tag das ganze Jahr hindurch wiederholt ohne jeden systematischen Luftaustausch zwischen Nord und Süd.

III. Beschränkungen der Anwendbarkeit des Prinzips der Erhaltung der Flächen auf die atmosphärische Zirkulation.

In den vorausgegangenen Erörterungen wurde von dem Prinzipe der Erhaltung der Flächen auf die Vorgänge bei der atmosphärischen Zirkulation unbe-

[1]) Helmholtz, Über atmosphärische Bewegungen. Sitzungsberichte der Berliner Adad. 1888. XXVI. S. 659/660; auch Met. Z. 1888. S. 337.

schrankte Anwendung gemacht Nach diesem Prinzip andert sich die Rotationsgeschwindigkeit der Luftmassen, die reibungslos von einem Breitekreis auf einen anderen ubertreten, im umgekehrten Verhaltnis zu deren Abstanden von der Erdachse, also zu den Halbmessern derselben Unter dieser Voraussetzung erhalt man, wie oben schon bemerkt worden ist, sehr grosse West-Ostgeschwindigkeiten in den hoheren Breiten fur die in der Hohe vom Aquator dahin abfliessenden Luftmassen, fur den 60 Breitegrad z B schon $465 \frac{r}{r \cos \varphi} = 2 \times 465 = 930$ m, also relativ zur Erdoberflache einen Weststurm von $930 - 233 = 697$ m Dass so grosse Geschwindigkeiten nicht vorhanden sein konnen, zeigt uns schon die Luftdruckverteilung an der Erdoberflache Eine solche Rotationsgeschwindigkeit wurde einen Gradienten von rund 95 mm erzeugen [1]), der auch an der Erdoberflache zum grossten Teil zur Beobachtung gelangen musste, wahrend doch der wirkliche Gradient unter 60⁰ nordl Br kaum 0·2 mm, unter 60⁰ sudl Br. auch nur 0 8 mm betragt Nun darf man annehmen, dass die Luft in der Hohe auf dem Wege vom Aquator bis zum 60. Breitegrad zwar wenig durch Reibung, wohl aber durch Mischung mit den unteren, durch Reibung am Erdboden stark verzogerten Luftmassen einen grossen, ja selbst den grossten Teil dieser Rotationsgeschwindigkeit eingebusst hat Aber dass diese Annahme noch durchaus ungenugend ist, die Differenz zwischen ca 700 m und der aus Cirrusbeobachtungen zu 30—40 m sich ergebenden wirklichen Geschwindigkeit zu erklaren, ist einleuchtend Wir mussen also schliessen, dass entweder die Anwendung des Prinzipes der Flachen auf die atmospharische Zirkulation unstatthaft ist, oder dass irgend welche Umstände verhindern, dass Luft vom Aquator direkt in 60⁰ Breite ubertreten kann

Es ist das Verdienst von W v Siemens und namentlich auch von Max Moller, auf die Beschranktheit der Anwendung des Flachensatzes auf die atmospharische Zirkulation aufmerksam gemacht zu haben [2])

Damit die rotierenden Luftmassen von niedrigeren in hohere Breiten ubertreten, also sich der Erdachse entsprechend annahern konnen, muss eine Kraft auf sie einwirken, welche die grossere Zentrifugalkraft der kleineren Rotationskreise zu uberwinden vermag Eine solche Kraft kann in einem polwarts gerichteten Druckgefälle vorhanden sein Eine einfache Rechnung lehrt aber, dass die wirklich vorhandenen meridionalen Druckgefalle (Neigung der Flachen gleichen Druckes) nicht genugen, um grosse Breiteanderungen der rotierenden Luftmassen zu ermoglichen [3])

---

[1]) S S 473

[2]) W v Siemens, Über das allgemeine Windsystem der Erde Sitzungsberichte der Berliner Akad 1890. XXX — M Möller, Anwendung des Gesetzes der Flächen auf atmosphärische Stromungen Met Z XXV 1890 S 411

[3]) Wenn die Masseneinheit Luft vom Aquator zum 60 Breitegrad mit Erhaltung des Rotationsmomentes gelangt, so beträgt ihre Geschwindigkeit 2 × 465 m, also ihre lebendige Kraft $\frac{4 \ (465)^2}{2\,g}$, entsprechend einer Fallhohe h = 43900 m, der Gewinn an lebendiger Kraft ware dabei $\frac{4\,(465)^2}{2\,g} - \frac{465^2}{2\,g} = 3 \ \frac{(465)^2}{2\,g} = 33000$ Kilogramm-Meter Nehmen wir nun an, dass die Luft in 5 km Höhe vom Aquator nach dem 60 Breitegrad abstromt, so beträgt die verfugbare Kraft im Maximum 1 aus dem Gefälle infolge des Temperaturunterschiedes, den wir zu 29⁰ annehmen wollen, $5000 \ \frac{29}{273} = 531$ m und 2 aus der Neigung des absoluten Horizontes (Gefalle fur Luftmassen, die an der Erdrotation nicht teilnehmen) vom Aquator bis 60⁰, d i 8235 m, in Summa also 8766 Kilogramm-Meter, was einer Geschwindigkeit von nur 415 6 m entspricht Die Krafte, welche die Luft gegen die Zentrifugalkraft direkt vom Aquator bis zum 60 Breitegrad gelangen lassen könnten, sind demnach nicht vorhanden (Möller)

Andererseits kann aber eine Verminderung der Rotationsgeschwindigkeit derselben durch Reibung, also namentlich durch Massenmischung unterer und oberer Luftmassen, das Abstromen der Luft in hohere Breiten erleichtern Bewegungsverluste befördern somit die atmospharische Zirkulation in dieser Hinsicht Wenn man daher den wirklich stattfindenden Luftaustausch zwischen niedrigeren und hoheren Breiten beurteilen oder berechnen will, muss man ermitteln, wie weit das vorhandene Druckgefalle und die Mischung der oberen und unteren Luftmassen die Rotationsmomente der Luftmassen zu uberwinden, resp. zu vermindern imstande sind

Wenn die Luft, dem durch den Temperaturunterschied bewirkten Gefalle der Flachen gleichen Druckes folgend, in der Hohe vom Aquator gegen die Pole hin abfliesst, erlangt sie durch die Erdrotation bald eine so grosse Fliehkraft, dass letztere dem Druckgefalle das Gleichgewicht zu halten imstande ist und die Luft den Breitekreis nicht mehr verlassen kann Je grosser die ablenkende Kraft der Erdrotation wird, desto rascher wird dieser Zustand erreicht und die meridionale Bewegung aufgehoben Der tropische Kreislauf, in welchen die ablenkende Kraft noch in geringerem Masse eingreift, kann sich stetig und ohne Storungen abspielen Jenseits des 30 Breitegrades aber wird die Ablenkung der dem Pol zufliessenden Luftmassen bald so gross[1]), dass der Kreislauf zum Stillstand kommen und keine Luft oben gegen den Pol abfliessen konnte, wenn nicht durch Luftaustausch zwischen den oberen und unteren Schichten die Rotationsgeschwindigkeit der ersteren verringert wurde „Ohne Verluste an Energie wurde die kalorische Maschine in der kalten und gemassigten Zone aufhoren, Wirkungen zu zeigen“ (Moller) In der gemassigten und kalten Zone wurde demnach die Luftzirkulation in meridionaler Richtung ganz zum Stillstande kommen, wenn nicht durch die Anderungen der horizontalen Temperaturverteilung und das Eintreten labiler Gleichgewichtszustande in den unteren atmospharischen Schichten Storungen veranlasst wurden Fur den aussertropischen Kreislauf sind deshalb die Storungserscheinungen eine Existenzbedingung

Der aussertropische Kreislauf vollzieht sich vermittelst der Storungen, die also einen integrierenden Bestandteil desselben bilden

Jede Steigerung der Rotationsgeschwindigkeit lasst eine aquatorwarts gerichtete Komponente entstehen und verstarkt dieselbe, dagegen gestattet eine Schwachung derselben der Luft wieder eine Strecke polwarts dem Gradienten folgend zuruckzulegen Je mehr Luft von unten emporsteigt und sich mit der oberen mischt, desto rascher kann die Luft oben polwarts abfliessen Umgekehrt, indem die Luft, die unter 25—30° sehr grosse W-Geschwindigkeiten erreicht hat, nur langsam gegen den Pol hin in mittelhohe Schichten hinabfällt und sich mit diesen mischt, befahigt sie letztere durch Steigerung ihrer Rotationsgeschwindigkeit als oberer Westpassat mit schwacher vom Pol zum Aquator gerichteter Komponente wieder in niedrige Breiten zuruckzufliessen Diese Ruckstromung vollzieht sich in den gemässigten Breiten etwa unter 5 km Hohe In der Zone hohen Luftdruckes zu beiden Seiten des Tropengurtels erreicht dieser Ruckstrom wieder die Erdoberflache (Moller)

Im tropischen Teile des Kreislaufes ist das vertikale Gleichgewicht (soweit die nachmittagige Uberhitzung der unteren Luftschichten ausser Betracht bleibt) ein stabiles Die oberen vom Aquator abfliessenden Luftmassen sind warm, die unteren rasch dem Aquator zufliessenden relativ kuhl Die potentiell warmsten Schichten liegen deshalb in der Hohe und Gelegenheit zur Entstehung allgemeiner vertikaler und damit auch horizontaler Storungen (Depressionen) ist deshalb hier nicht vorhanden.

In den gemassigten Breiten, den Regionen des oberen Westpassates (nordwestliche Stromung), konnen in grosseren Hohen kaum Wolkenbildungen und Storungen vorkommen, da hier die kaltere Luft von der warmeren dem Pol zustrebenden uberlagert wird Unterhalb aber herrscht vielfach labiles Gleichgewicht, weil unten warmere und feuchte Luft, die infolge der Reibung befahigt worden ist, dem Pol zuzufliessen (die sudwestlichen Stromungen der Erdoberflache), unter die kaltere polare Stromung der mittleren Schichten gelangt Sie dringt daher vielfach in diese empor und veranlasst die Entstehung von Depressionen mit steigendem Luftstrom Das veranderliche Wetter der gemassigten Zonen erklart sich dadurch In den unteren und mittleren Schichten vollziehen sich vielfach Massenmischungen der Luft, und der polare Wirbel beginnt dann zeitweise machtig zu arbeiten, kann aber dann zeitweise wieder ohne Einfluss auf die unteren Schichten bleiben, wenn gegenseitige Eingriffe der ubereinanderliegenden Schichten ausbleiben Gegen die subtropischen Zonen hohen Druckes hin vermindert sich die Machtigkeit der unteren polwarts strebenden Westwinde Auch ist die Luft hier relativ trocken, da sie erst vor kurzem herabgesunken ist Im mittleren Teile der Hochdruckzone erreicht der aus mittleren und hoheren Breiten stammende fallende Luftstrom die Erdoberflache, er ist einem trockenen Fohnwind vergleichbar[2])

---

[1]) Nach M Mollers Schätzungen erreichen die oberen Westwinde um den 30 Breitegrad herum ihre grosste Geschwindigkeit, denn daruber hinaus halt die rasch zunehmende Ablenkungskraft der Erdrotation dem Druckgefälle das Gleichgewicht, und eine Zunahme der Geschwindigkeit ist deshalb nicht mehr zu erwarten Die Luft kann den Breitekreis ohne Storungen nicht mehr verlassen.

[2]) Max Moller, Zur Dynamik der Atmosphäre Met Z XXVIII 1893

IV. Die jährliche Periode in der atmosphärischen Zirkulation.

Da die allgemeine Luftzirkulation zwischen Aquator und Pol durch die Temperaturdifferenz der Luftmassen an diesen Ausgangs- und Endpunkten in Bewegung gesetzt wird, so ist die Energie derselben auch von der Grosse dieses Warmeunterschiedes abhangig. Sie ist demnach am lebhaftesten in jener Hemisphare, die Winter hat, wie schon oben an der Zunahme der Neigung der Flachen gleichen Druckes vom Sommer zum Winter gezeigt wurde. Eine starkere Erkaltung der Zirkumpolarregion wird denselben Erfolg haben, wie eine Warmezunahme in der Aquatorialregion, es kommt ja nur auf die Temperaturdifferenz an

Auf der sudlichen Hemisphare, wo die antarktischen Raume auch im Sommer sehr kalt bleiben, wahrend die mittlere Temperatur der Äquatorialregion das ganze Jahr hindurch ziemlich konstant bleibt, ist die Luftzirkulation deshalb auch im sudlichen Sommer sehr lebhaft, wahrend sie im nordlichen Sommer auf der Nordhalbkugel sehr abgeschwacht wird, wie sich im jahrlichen Gange aller meteorologischen Elemente daselbst auf das deutlichste zeigt, wogegen auf der sudlichen Halbkugel kein so ausgeprägter jahrlicher Gang besteht. Zudem fehlen ja auch auf der sudlichen Halbkugel solche grosse Storungen der atmosphärischen Zirkulation, wie sie im Sommer der nordlichen Halbkugel die starke Erwarmung der Kontinente bis in hohere Breiten hinauf hervorruft, welche das obere Gefälle der Flachen gleichen Druckes stark vermindert und bis zu mittleren Breiten hinauf streckenweise wohl ganz aufhebt [1])

Die Temperaturdifferenz zwischen der Aquatorialregion und dem Zirkumpolargebiet betragt auf der nordlichen Halbkugel im Januar ca 64^0 ($26^1/_2$ am Aquator, — 38 am Pol), im Juli aber bloss 28^0 (10^0 nordl Br $28^1/_2{}^0$, Pol etwa 0^0), ist dann somit weniger als halb so gross Wie gross diese Unterschiede auf der sudlichen Halbkugel sind, wissen wir nicht, jedenfalls ist die Anderung vom Winter zum Sommer geringer Die Geschwindigkeit der atmospharischen Zirkulationsstromungen muss demnach vom Sommer zum Winter auf der nordlichen Halbkugel mindestens auf das Doppelte anwachsen, wenn nicht noch mehr Ferrel schatzt, dass diese Geschwindigkeit nahe im Verhaltnis des Quadrates der Grosse des Temperaturgradienten wachsen konnte [2])

Eine andere halbjahrige Ungleichheit in der Luftzirkulation der Erde besteht in dem Luftaustausch zwischen den beiden Hemispharen Nicht allein die Verschiedenheit der gleichzeitigen mittleren Temperatur der beiden Hemispharen im nordlichen Winter und im nordlichen Sommer notigen uns zu dieser Annahme, sondern auch die Anderungen der mittleren Barometerstande, auf welche S 175 hingewiesen worden ist Welche Konsequenzen dieser obere Luftaustausch zwischen beiden Hemispharen fur die allgemeine Zirkulation haben mag, daruber hat man sich noch keine Rechenschaft zu geben versucht

---

[1]) Ein kleines Beispiel dafür ist folgendes Der mittlere Gradient im Niveau von 2500 m zwischen S Bernhard und Säntis beträgt Winter 1 1, Herbst 0 7, Frühling und Sommer 0 16 Siehe Maurer, Met Z B XIX. 1884 S 513

[2]) Ferrel, Treatise on the Winds pag 115 — Besondere Beachtung verdient die Abhandlung von N Ekholm, Anwendung des Carnotschen Satzes auf die Kreisläufe der Atmosphäre Met Z B XXVI 1891 S 366

V. Buch.

Die atmosphärischen Störungen.

Erstes Kapitel.

Das Wetter im allgemeinen.

Das Zusammenspiel aller meteorologischen Elemente zu einer bestimmten Zeit an einem bestimmten Orte liefert das, was wir das „Wetter“ nennen. Das Wetter ist nicht ein mittlerer atmosphärischer Zustand, sondern der Totaleindruck oder Totaleffekt der gleichzeitig während eines bestimmten kürzeren Zeitraumes, strenger genommen in einem gegebenen Moment, zu einer bestimmten Stunde, thatsächlich eingetretenen atmosphärischen Erscheinungen.

Wir sprechen von dem Wetter eines bestimmten Tages, kaum noch vom „Wetter“ eines ganzen Monates, und nur von der „Witterung“ eines ganzen Jahres, denn je grösser der Zeitraum wird, desto mannigfachere, verschiedenartige atmosphärische Erscheinungen sind vorübergezogen, die sich nur mehr in den allgemeineren Begriff „Witterung“ zusammenfassen lassen. Witterung bezeichnet schon eine Abstraktion, das Wetter ist ein reeller Zustand, ein aus der wechselnden Folge der Witterungserscheinungen herausgegriffener einzelner Akt. Eine Wetterkarte stellt die gleichzeitig über einem Teile der Erdoberfläche zu einem bestimmten Moment vorwaltenden atmosphärischen Erscheinungen dar. Wetterkarten für Monate oder ein ganzes Jahr giebt es eigentlich nicht, denn das Zusammenspiel einer mittleren Temperatur, einer mittleren Bewölkung, eines mittleren Windes, einer mittleren Regenmenge oder einer Monatssumme der Regenmenge giebt kein Wetter mehr.

Solche „Witterungskarten“ führen hinüber zu dem aus mehrjährigen Beobachtungen abgeleiteten durchschnittlichen Zustande des Wetters für einen bestimmten Abschnitt des Jahres, für welchen wir die besondere Bezeichnung Klima haben. Das Klima eines Ortes ist der Inbegriff der mittleren atmosphärischen Zustände an einem bestimmten Orte zu einer bestimmten Jahreszeit.

In einem erheblichen Teile der Tropenzonen fallen Klima und Wetter einer bestimmten Jahreszeit nahezu zusammen. Das Klima ist auch das Wetter. Man trifft zu einer bestimmten Zeit des Jahres in der That fast immer auch den mittleren Wind, die mittlere Himmelsansicht etc. Besonders ist dies der Fall im inneren Gebiete der Passate, wo selbe über das Meer wehen. „Störungen“ des mittleren Zustandes fehlen fast ganz. Würde der stationäre Zustand des atmosphärischen Kreislaufes auf der ganzen Erde ebenso der gleichmässig herrschende sein, so würden Wetter und Klima überall zusammenfallen. In der Tropenzone ist das in der That mehr oder weniger der Fall, in den mittleren und namentlich in den höheren

Breiten jedoch kommt der mittlere, stationare Zustand des atmospharischen Kreislaufes nur ganz vorubergehend zur Erscheinung Derselbe unterliegt fortwahrenden Storungen Der atmospharische Kreislauf vollzieht sich eigentlich nur in Form von Storungen, die so ablaufen, dass ihr mittlerer Effekt jene Lufttransporte besorgt, welche dem schematischen Bilde der allgemeinen Luftbewegungen der hoheren Breiten entsprechen Darum ist es hier erst spat und bisher uberhaupt nur teilweise gelungen, in der raschen Flucht der Erscheinungen das verhullte Gesetz derselben aufzufinden

Einer Beschreibung dieser Storungen ist das letzte Buch dieses Werkes gewidmet

Altere Anschauungen uber den Zusammenhang der Witterungserscheinungen Die Dovesche Auffassung dieses Zusammenhanges, uber welche hier zeitlich nicht zuruckgegangen werden soll, entsprach dem Standpunkte eines scharfsinnigen Beobachters, der bei der Beurteilung desselben bloss auf die Verknupfung der meteorologischen Erscheinungen, wie sie nach einander an demselben Beobachtungsorte eintreten, angewiesen ist Da diese Auffassung lange Zeit die deutsche Meteorologie, ja zeitweilig die Meteorologie uberhaupt beherrscht hat [1]) und noch jetzt hie und da nachklingt, so verdient dieselbe eine kurze Darstellung Dieselbe giebt auch Gelegenheit, die Aufeinanderfolge der Witterungsverhaltnisse der gemassigten Zonen nach alteren Methoden zu beleuchten, die noch immer Interesse beanspruchen konnen

Der aufmerksame Beobachter, der seine eigenen meteorologischen Aufzeichnungen und Wahrnehmungen kausal zu verknupfen bemuht ist, findet alsbald, dass die Anderungen des Wetters an seinem Orte mit den Anderungen der Richtung des Windes enge zusammenhangen Bei einer bestimmten Windrichtung tritt zumeist auch eine bestimmte Temperatur, Feuchtigkeit und Bewolkung ein, und es regnet auch zumeist nur bei gewissen Winden Jeder herrschende Wind hat sein bestimmtes Wetter, so dass man geradezu von Sud- oder Westwetter, sowie von Nord- oder Ostwetter sprechen kann

Mit der Drehung des Windes nach einem anderen Viertel des Horizontes andert sich auch die ganze Wetterlage Diese Wahrnehmung hat zu dem Versuche gefuhrt, die mittleren meteorologischen Qualitaten der einzelnen Windrichtungen zu berechnen, fur jede der 8 oder 16 Windrichtungen die denselben zukommenden Mittelwerte des Luftdruckes, der Temperatur, Feuchtigkeit, Bewolkung und Regenwahrscheinlichkeit festzustellen Als Ergebnis solcher Berechnungen erhalt man die sogenannten „Windrosen", die man als barische, thermische, atmische, nephische und Regenwindrosen unterschieden hat Fur eine meteorologische und klimatische Beschreibung eines Ortes sind diese Windrosen noch jetzt nicht unwichtig, wenn sie auch jetzt durchaus nicht mehr dieselbe Bedeutung haben, wie in der alteren Meteorologie Namentlich fur entlegenere Gegenden, fur welche keine synoptischen Wetterkarten gezeichnet werden konnen, ist die Berechnung solcher Windrosen noch immer anzuempfehlen [2])

---

[1]) Das umfassendste, sehr sorgfältig und umsichtig kompilierte Lehrbuch der Meteorologie von E Schmid, Leipzig 1860, kann dafür als Zeuge angerufen werden

[2]) Kämtz und Dove haben von diesen Windrosen eine ausgedehnte Verwendung gemacht M s Schmid, Meteorologie S 575 etc Kämtz, Repertorium der Meteorologie I bis III Dorpat 1860—1864 Besonders eingehend B II S 1 Barometrische Windrose zu Dorpat, grundlichste Anwendung dieser Methode und fruher Lehrbuch der Meteorologie B II S 26 Hann, Untersuchungen über die Winde der nordlichen Hemisphäre I Winter Sitzungsberichte der Wiener Akad LX Juli 1869, II Sommer Ebenda B LXIV. Okt 1871

Berechnet man die Abweichungen der einzelnen meteorologischen Elemente von ihrem Mittelwert für die betreffende Jahreszeit bei jeder Windrichtung, so stimmen dieselben für grössere Teile der Erdoberfläche so weit überein, dass man die für verschiedene Orte gefundenen Zahlen zu Mittelwerten vereinigen kann.

Die folgenden Zahlen geben eine Vorstellung davon, in welcher Weise die Eigenschaften der 8 Hauptwindrichtungen durch solche Windrosen gekennzeichnet werden.

Barische Windrosen (Abweichungen des Luftdruckes vom Mittel, Millimeter).

	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Differenz
				Europa. Mittleres Deutschland.					
Winter	1·9	2·7	1·9	—0·1	—2·0	—2·7*	—1·8	0·0	5·4
Sommer	2·0	1·9	0·8	—0·6	—1·7	—1·8*	—0·8	0·9	3·8
				Östliches Asien und östliches Nordamerika (Littorale).					
Winter	3·7	1·9	—0·7	—2·3	—2·8*	—2·3	—0·2	2·7	6·5
Sommer	1·2	0·8	0·5	0·9	0·4	—1·5	—2·0*	—0·3	3·2

Die Nord- und Ostwinde haben überall den höchsten, die Süd- und Westwinde den niedrigsten Luftdruck. Der Übergang erfolgt regelmässig. An den Ostseiten der Kontinente sind die Extreme etwas nach S und N zurück geschoben. Die Unterschiede sind im Winter fast doppelt so gross als im Sommer.

Thermische Windrosen (Abweichungen, C.-Grade).

	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Differenz
					Winter.				
Mittel-Europa	—3·0	—3·9*	—3·2	—1·3	1·3	3·1	2·4	—0·4	7·0
E-Asien und Amerika	—2·4	0·6	3·6	5·3	5·8	4·2	0·6	—2·5*	8·3
					Sommer.				
Mittel-Europa	—0·1	0·9	1·7	2·2	1·7	0·2	—1·0	—1·0*	3·2
E-Asien und Amerika	—1·8	—1·9*	—1·6	—0·4	1·0	1·2	0·1	—1·2	3·1

Der Einfluss der Winde ist im Sommer ein anderer als im Winter. Er ist im Sommer viel kleiner und das Maximum der Temperatur geht in Westeuropa von SW auf SE zurück, in Ostasien und Amerika verschiebt sich weniger das Maximum als das Minimum der Temperatur, das von NW auf NE hinüber wandert Die Nordwinde sind überall und zu allen Jahreszeiten die kältesten, die Ostwinde aber sind auf den Westseiten der Kontinente im Winter kalt, im Sommer warm, auf den Ostseiten umgekehrt im Winter warm und im Sommer kalt. Mit anderen Worten: die Landwinde sind im Winter kalt, im Sommer warm, die Seewinde im Winter warm und im Sommer kalt. Die thermischen Windrosen belehren uns über das mittlere Mass dieser Kälte- oder Wärmezufuhr.

Wie die Kältezufuhr oder die Abkühlung durch die Winde von Küste zu Küste quer durch einen Kontinent nach Richtung und Stärke sich ändert, ersieht man am besten aus den folgenden Zahlen, welche die kälteste Windrichtung und ihren thermischen Einfluss angeben.

C. de Seue, Windrosen des nördlichen Norwegen. Christiania 1876. Mohn, Regenwindrosen für Norwegen. Klima Tabeller for Norge XIII. Christiania 1900. Schreiber, Die Bedeutung der Windrosen. Pet. Geogr. Mitteilungen. Ergänzungsheft 66. Gotha 1881.

Kälteste und wärmste Windrichtung über einem Kontinent der nördlichen Hemisphäre

	West-Europa	Mittel-Russland	West-Sibirien	Ost-Asien und Ost-Amerika
		A Winter		
Kältester Wind	N 55° E	N 26° E	N	N 35° W
Wärmster „	S 50° W	S 21° W	S 15° W	S 8° E
Temperaturdifferenz	6.3°	10.6°	11.1°	6.7°
		B Sommer		
Kältester Wind	N 70° W	N 37° W	N 13° W	N 43° E
Wärmster „	S 50° E	S 50° E	S 25° E	S 29° W
Temperaturdifferenz	3.4°	3.4°	4.5°	3.3°

Die kälteste Windrichtung kommt im Winter von Norden und geht gleichzeitig radial vom Zentrum des Kontinentes aus, dreht sich also beim Übergang von der West- zur Ostküste von ENE nach NNW, im Sommer ist sie sozusagen die Resultierende zwischen der Nordrichtung und der Richtung des nächsten Meeres. Umgekehrt verhält es sich mit der wärmsten Windrichtung. Der Einfluss der Winde auf die Temperatur steigt gegen das Innere der Kontinente und ist im Sommer nur halb so gross und weniger als im Winter.[1])

Die absolute Feuchtigkeit zeigt in der Windrose den gleichen Gang wie die Temperatur, die relative Feuchtigkeit ist bei den Landwinden gering und steigt bei den Winden, die vom Meere kommen. Dasselbe zeigen Bewölkung und Regenwahrscheinlichkeit, der Gang derselben in der Windrose ist aber so charakteristisch, dass er hier in Form von Jahresmitteln angedeutet werden soll.

	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
	Nephische Windrosen (mittlere Bewölkung 0—10). Jahresmittel							
West-Europa	4.1	4.0	3.6*	4.3	5.5	**6.5**	6.3	5.5
E-Asien und Amerika	5.5	7.6	**7.8**	7.0	6.4	6.4	5.6	4.5*
	Regenwahrscheinlichkeit							
West-Europa	26	20*	24	37	50	**53**	40	30
E-Asien und E-Amerika	20	42	**48**	43	34	30	25	19*

Die Landwinde sind Winter wie Sommer die heiteren und trockenen Winde, die Seewinde desgleichen die trüben und feuchten Winde.

Diese Ergebnisse behalten auch mit Rücksicht auf die neueren Anschauungen über die den Wetteränderungen zu Grunde liegenden Ursachen noch volles Interesse.[2])

Der Regenfall und die Bewölkung an einem Orte sind, wie wir sehen werden, eigentlich nicht davon abhängig, ob das Barometer daselbst hoch oder tief steht, sondern davon, ob das Barometer niedriger oder höher steht als in der Umgebung, d. i. ob der Ort in der Area einer Barometer-

---

[1]) Die Bedeutung der thermischen Windrosen für das Verständnis der Witterung erläutert Wl. Köppen durch folgenden Hinweis.

In NW-Europa ist der kälteste Wind im Winter ENE, im Sommer aber ist der wärmste SE zu E. Bleiben also die Windverhältnisse z. B. im Mai dieselben wie im Januar (also auch ziemlich gleiche Druckverteilung), so können diese beiden Monate in Bezug auf ihre Temperatur einen Gegensatz zeigen. So war es in der That der Fall im Jahre 1889. Der Januar war bei östlichen Winden kalt, der Mai bei gleicher vorherrschender Windrichtung warm. Umgekehrt ist im Winter der wärmste Wind SW, der kälteste WNW, bei nahe gleicher Windrichtung ist dann der Januar warm, der Mai kalt. 1885 und 1887 waren Januar und Mai beide kalt, die Winde aber auch entgegengesetzt.

Im Innern des Kontinentes ist keine derartige Änderung der Witterung mit gleichen Windrichtungen verbunden, denn die Drehung der Pole der Windrosen vom Winter zum Sommer ist gering. Während sie in NW-Europa durchschnittlich 117° beträgt, beträgt sie in Mittelrussland 68°, in Westsibirien nur 21°. (Met. Z. 1889. S. 310.)

[2]) W. Köppen hat gezeigt, dass der meteorologische Charakter derselben Windrichtung ein anderer ist, je nachdem dieselbe einem Gebiete hohen Luftdruckes (einer Anticyklone) oder einem Barometerminimum angehört. Über die Abhängigkeit des klimatischen Charakters der Winde von ihrem Ursprunge. Wild, Rep. IV. Nr. 4. 1874. Dieser Standpunkt wird im nachfolgenden noch seine Begründung und Würdigung finden. Der isolierte Beobachter oder der Meteorologe auf dem Doveschen Standpunkt kann oder konnte diese Unterscheidung nicht machen. Er findet trotzdem die Winde gut gekennzeichnet in Bezug auf ihre meteorologischen Eigenschaften, was andeutet, dass für einen bestimmten Ort oder ein bestimmtes Land eine bestimmte Windrichtung in der grossten Mehrzahl der Fälle denselben Ursprung hat, dass also dieser Ort in Bezug auf die „Zugstrassen der Barometerminima“ ziemlich konstant die gleiche bezügliche Lage beibehält.

depression oder in der Area eines Barometermaximums liegt[1]) (in Bezug auf die Umgebung). Trotzdem bewährt sich im grossen Durchschnitt die populäre Regel, dass die Regenwahrscheinlichkeit wächst, je niedriger der Barometerstand, und abnimmt, je höher derselbe ist. Umgekehrt verhält es sich natürlich mit der Wahrscheinlichkeit heiteren Himmels. Kämtz hat für Dorpat und Mitau aus langjährigen Beobachtungen die Wahrscheinlichkeit des Regens (Niederschlages), sowie jene heiteren Himmels bei verschiedenen Barometerständen für die einzelnen Monate berechnet und sehr detaillierte Tabellen darüber gegeben (Repertorium für Meteorologie. B. III. S. 270). Wir haben dieselben zu der folgenden kleinen Tabelle verdichtet, welche einen raschen Überblick gestattet und statt der Barometerstände selbst die Abweichungen vom mittleren Barometerstand als Argument eingesetzt, wodurch die Tabelle allgemeinere Bedeutung erlangt.

Die Tabelle spricht für sich selbst. Bemerkenswert ist, dass bei gleich niedrigen Barometerständen die Regenwahrscheinlichkeit im Sommer grösser ist als im Winter, bei gleich hohen positiven Abweichungen aber im Sommer kleiner ist als im Winter. Die Wahrscheinlichkeit heiteren Himmels stimmt damit überein, und zeigt natürlich den entgegengesetzten Gang.

Abhängigkeit der Niederschlagswahrscheinlichkeit und der Wahrscheinlic[hkeit heiteren Himmels] vom Luftdruck nach 16jährigen Beobachtungen zu Dorpat und 30j[ährigen zu Mitau]

Abweichung des Luftdruckes vom Mittel

A. unter dem Mittel.										
Par. Lin.	— 9	— 8	— 7	— 6	— 5	—4	—3	—2	—	
Millimeter	—20	—18	—16	—13.5	—11	—9	—7	—4.5	—2.3	
Wahrscheinlichkeit eines Niederschlages.										
Winterhalbjahr	.86	.82	.77	.72	.68	.61	.58	.54	.49	.44
Sommerhalbjahr	—	.98	.94	.88	.82	.73	.64	.56	.47	.39
Wahrscheinlichkeit heiteren Himmels.										
Winterhalbjahr	—	.003	.015	.027	.042	.052	.063	.078	.096	.113
Sommerhalbjahr	—	.000	.000	.000	.012	.030	.055	.103	.168	.253
B. Luftdruck über dem Mittel.										
Millimeter	0	2.3	4.5	7	9	11	13.5	16	18	20
Wahrscheinlichkeit eines Niederschlages.										
Winterhalbjahr	.44	.38	.33	.27	.21	.17	.14	.12	.10	—
Sommerhalbjahr	.39	.29	.22	.16	.11	.07	.04	.01	—	—
Wahrscheinlichkeit heiteren Himmels.										
Winterhalbjahr	.11	.15	.19	.23	.28	.34	.40	—	—	—
Sommerhalbjahr	.25	.37	.51	.64	.74	.83	.91	—	—	—

Die Ergebnisse, welche die Berechnung der Windrosen liefern, sowie die direkte Wahrnehmung, dass mit der Drehung des Windes um den Horizont ein vollständiger Wettercyklus abläuft und dann von neuem wieder beginnt, führten naturgemäss zu der Ansicht, dass der Wind das Wetter macht, dass die Nordwinde die Ursache der niedrigen Temperatur aber zugleich auch des hohen Barometerstandes sind, der sie begleitet, und umgekehrt bei den Südwinden. Der Barometerstand hängt von der Windrichtung ab (nicht umgekehrt), das war der Dovesche Standpunkt.

Es giebt (nach Dove) zwei Wettermächte, den NE-Wind, der kalte und deshalb schwere und trockene Luft führt, und den SW-Wind, der warme und deshalb leichte und feuchte Luft führt. Die übrigen Winde sind nur Übergangserscheinungen dieser beiden Hauptströme. Der eine kalte und schwere Luftstrom ist der Polarstrom, der andere warme und leichte der Äquatorialstrom. Und hier ergab sich auch sogleich die Beziehung des Wetters zu der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre. In den Tropen fliessen diese beiden gegensätzlichen Luftströmungen übereinander, ausserhalb der Tropen aber nebeneinander. Der SW, der rückkehrende Passat oder Äquatorialstrom, führt die Luft vom Äqator den höheren Breiten zu, der Polarstrom besorgt den Rücktransport derselben in die niedrigeren Breiten. Der Äquatorialstrom hat sein Bett hauptsächlich über den Ozeanen und an den Westküsten der Kontinente, der Polarstrom im Innern der Kontinente und längs deren Ostküsten. Derart hatte Dove ein einheitliches System der atmosphärischen Zirkulation begründet, in welchem es keine Schwierigkeit gab, auch nicht in Bezug auf die Rückkehr der Luft vom Pol zum Äquator, und

[1]) Nicht so selten heitert sich der Himmel bei niedrigem Barometerstand rasch auf und das Wetter bleibt schön, ohne dass der Luftdruck steigt. Das tritt ein, wenn noch niedrigerer Barometerstand sich in der Umgebung eingestellt hat, so dass der Beobachtungsort dadurch in das Gebiet eines Rückens höheren Luftdruckes zu liegen kommt.

das mit den beobachteten Witterungsverhaltnissen der gemassigten Zonen in vollem Einklang zu stehen schien [1])

Denn „es lag nun nahe, die Gesamtheit der Witterungserscheinungen unserer Breiten auf den Kampf zweier Luftstrome zuruckzufuhren, welche, wenn sie einseitig als NE und SW vorwalten, die Witterungsextreme bedingen, in gehorigem Masse aber ineinander ubergehend, den Wechsel hervorrufen, welcher das bezeichnende unserer klimatischen Verhaltnisse ist“ (Dove 1837)

Die Form, in welcher sich dieser Ubergang vom Polarstrom zum Aquatorialstrom vollzieht, wird in dem sog „Drehungsgesetz des Windes“ ausgesprochen, auf dessen Begrundung Dove ein besonderes Gewicht gelegt hat Das Dovesche Drehungsgesetz des Windes lautet kurz Auf beiden Hemispharen dreht sich der Wind mit der Sonne, auf der nordlichen von E uber S nach W und N, auf der sudlichen von E uber N nach W und S Diesen Erfahrungssatz, der mehr oder weniger bestimmt schon fruher vielfach ausgesprochen worden ist [2]), suchte nun Dove auch zu begrunden Sein Gedankengang dabei ist kurz folgender · Auf der nordlichen Halbkugel gehen Winde, welche als N-Winde entstehen, bei ihrem allmahlichen Fortschreiten in NE und endlich in E uber, je weiter der N herkommt, desto mehr dreht sich die Windfahne von N uber NE nach E Ein eintretender Sudwind verdrangt den derart abgelenkten und schwach gewordenen Polarstrom uber SE nach S, wird aber, gleichfalls der Ablenkung unterliegend, zu einem SW und W werden etc [3])

Dies ist das „Grundphanomen“, auf welches Dove „alle nicht periodischen Veranderungen der meteorologischen Elemente“ in den aussertropischen Breiten zuruckgefuhrt hat

Das „Dovesche Drehungsgesetz des Windes“ und die Lehre von dem Polar- und Aquatorialstrom, welche die Oberflache der gemassigten Zonen einnehmen, indem sie nebeneinander, aber in entgegengesetzter Richtung herfliessen von und zu den Polen, bilden die Grundlagen der alteren Anschauung uber den Zusammenhang der Witterungserscheinungen Die bequeme Einfugung der Wetterlehre in das Schema der allgemeinen atmospharischen Zirkulation, die leichte Fasslichkeit derselben, welche fast keine physikalische Vorbildung erforderte und was ihr an wirklicher Einsicht in die Vorgange fehlte, durch ansprechende phantasievolle Deutungen und Bilder zu ersetzen wusste, das alles neben dem beruhmten Namen ihres Begrunders sicherte den Doveschen Lehren die weiteste Verbreitung und eine lange Herrschaft auf dem Kontinente [4])

Entwicklung der gegenwartigen Ansichten uber die Ursachen der Witterungswechsel Sobald man daran ging, bei der Untersuchung der Witterungserscheinungen den lokalen Standpunkt zu verlassen, die Erscheinungen nicht bloss nach ihrer zeitlichen Aufeinanderfolge an demselben Orte zu verknupfen, sondern anfing, die gleichzeitig uber einem grosserem Teile der Erdoberflache herrschenden meteorologischen Zustande ins Auge zu fassen, mussten die Doveschen Lehren alsbald als unzutreffend und den Thatsachen nicht entsprechend erkannt werden Namentlich trat sogleich der fundamentale Gegensatz zu der alteren Anschauung darin zu Tage, dass man bei Prufung solcher Wetterkarten bald erkennen musste, dass die herrschende Windrichtung von der Verteilung des Luftdruckes abhangt, nicht aber der Luftdruck von dem Winde, wie Dove angenommen hat Damit wurde die Witterungslehre auf eine physikalische Basis gestellt, die ihr fruher ganzlich gefehlt hatte

Karten von Teilen der Erdoberflache, auf welchen das gleichzeitig zu einer bestimmten Stunde an zahlreicheren meteerologischen Stationen herrschende Wetter

---

[1]) H W Dove, Meteorologische Untersuchungen Berlin 1837 — Das Gesetz der Sturme Berlin 1873 IV Aufl Das Vorwort enthält ein Verzeichnis von 34 Abhandlungen Doves' in Pogg Annalen seit 1827 uber „Das Drehungsgesetz, Windrosen, Luftstrome, jährliche Barometerkurven, Stürme“ Kurze Darstellung in Les bases de la Météorologie dynamiques Historique Etat de nos counaissances par Hildebrandsson et L Teisserenc de Bort I Paris 1898

[2]) So bei Baco, Historia naturalis de ventis Si ventus se mutet conformiter ad motum solis, non revertitur plerumque, aut si hoc facit, fit ad breve tempus Kant bezieht sich in seiner Physischen Geographie auf Mariotte, der sagt dass die Winde, die im neuen Lichte aus Norden zu wehen anfangen, ohngefähr in vierzehn Tagen den ganzen Kompass durchlaufen, so dass sie eistlich in NE, dann in E, darauf in SE und so ferner herumgehen, ingleichen, dass die Winde niemals den ganzen Zirkel in entgegengesetzter Richtung vollenden Kant fuhrt dann diese Drehung auf die ablenkende Kraft der Erdrotation zuruck und erklärt sie ähnlich wie später Dove

[3]) Meteorologische Untersuchungen S 124 Theoretische Ableitung des Drehungsgesetzes Pogg Ann B 36 S 321 S auch Gesetz der Stürme

[4]) Auf den Windkarten der ersten Auflage des physikalischen Atlas von H Berghaus war die nordliche gemässigte Zone bezeichnet als „die Region der SW-Winde oder des herabgestiegenen Anti-Passates im siegreichen Kampfe mit den nordlichen Polarstromen “

(Luftdruck, Temperatur, Windrichtung und -stärke, Bewölkung, Regen) in zweckmässiger Weise eingetragen ist, nennt man synoptische Karten oder Wetterkarten schlechthin. Gegenwärtig veröffentlichen die meteorologischen Zentralstellen aller grösseren zivilisierten Länder der Erde täglich solche Wetterkarten für eine bestimmte Morgenstunde, von manchen werden sogar deren zwei bis drei im Tage veröffentlicht. Da diese täglichen Wetterkarten an vielen Orten auch öffentlich ausgestellt werden, so ist die Bekanntschaft mit denselben jetzt eine recht allgemeine.[1])

Der erste, der eine solche synoptische Wetterkarte entworfen (aber nicht veröffentlicht, sondern nur beschrieben) hat, scheint H. W. Brandes gewesen zu sein (Beiträge zur Witterungskunde. Leipzig 1820, Dissertatio physica etc. Leipzig 1826 und Brief an Gilbert 1816, Annalen der Physik. LV. S. 112). Er benützte dazu die Abweichungen des Barometerstandes vom Mittel und konstatierte schon eine enge Beziehung zwischen der Richtung des Windes und den Linien gleicher Abweichung.[2]) Brandes zeigte, dass die Verteilung des Luftdruckes die Richtung des Windes in jedem Punkte Europas bestimmt und zwar derart, dass der Wind von einer Gegend hohen Luftdruckes gegen das Zentrum eines barometrischen Minimums weht. Er bemerkt auch, dass die Windrichtung nach rechts abweicht infolge der Achsendrehung der Erde, und dass die Zentren der barometrischen Depressionen vom Atlantischen Ozean oder dem Kanal zumeist von West nach Ost fortschreiten und derart die Änderungen des Wetters bestimmen. Brandes fordert schliesslich, zur Untersuchung der Stürme eine Sammlung synchroner Beobachtungen einer grossen Zahl von Stationen zu veranstalten.

[1]) Die wichtigste und lehrreichste Sammlung solcher täglichen Wetterkarten, die sich über einen grösseren Teil der Erdoberfläche erstreckt (vom Osten der Vereinigten Staaten, 95° W, über den Atlantischen Ozean bis nach Ostrussland, 60—70° E, zwischen 75 und 10° nördl. Br.), ist der von dem dänischen meteorologischen Institute in Kopenhagen und der deutschen Seewarte in Hamburg herausgegebene Atlas, gewöhnlich kurz nach seinem Begründer als der Hoffmeyersche Atlas bezeichnet. Er beginnt mit Dezember 1873. Für das Jahr 1882/83 hat das Meteorological Office in London herausgegeben: Synchronous Weather Charts of the N. Atlantic and the adjacent Continents. 1 Aug. 1882. to 3 rd. September 1883. P. I—IV. London 1886. Der Vorgänger dieser Publikationen war der vom Pariser Observatorium herausgegebene Atlas des mouvements généraux de l'Atmosphere seit 1864.

Auf Anregung des internationalen Meteorologen-Kongresses in Wien 1873 wurden internationale Beobachtungen zu einer Simultanzeit (Greenwich Mittag) eingeführt, die von dem Signal Service in Washington (als amerikanische meteorologische Zentralstelle) gesammelt und bearbeitet worden sind. Eine grosse Reihe von Publikationen dieses Amtes, Zusammenstellung der täglichen Beobachtungen, Wetterkarten für die ganze nördliche Hemisphäre etc. beruht auf diesen wirklich synchronen Beobachtungen, welche die Zeit von 1878—1887 umfassen.

[2]) Da Brandes die gleichzeitigen Beobachtungen des Jahres 1783 den Mannheimer Ephemeriden entnehmen musste, blieb ihm wohl nichts anderes übrig, denn eine Reduktion der Barometerstände auf das Meeresniveau wäre wegen der Unsicherheit der Seehöhen und der Unkenntnis der Barometerkorrektionen unthunlich gewesen. In Hildebrandsson und Teisserenc de Borts „Bases de la Met. dynamique“ findet man auf S. 47 eine solche Wetterkarte für den 6. März 1783 rekonstruiert, die im wesentlichen die Beziehungen zwischen Luftdruck und Windrichtung schon auf das deutlichste klarstellt. Interessant ist es, damit die Karte zu vergleichen, welche Dove 1863 von dem Sturm vom 20. Januar 1863 entworfen hat, ebenfalls auf Grund der Abweichungen des Luftdruckes vom Mittel. („Gesetz der Stürme“ und Zeitschrift f. allgemeine Erdkunde. Neue Folge. B. XV. 1863. II.) „Ein Polarstrom bricht rechtwinklig in den aufgelockerten Äquatorialstrom ein.“

Dove hielt bis an das Ende seiner Thätigkeit an seiner Lehre von dem Polar- und Äquatorialstrom fest. Er bemerkt. es sei ein Irrtum, alle Stürme als Wirbel anzusehen. „Ein Äquatorialstrom, der mit stürmischer Schnelle von SW nach NE vordringt, erniedrigt in seiner Mitte das Barometer am stärksten, im senkrechten Querschnitt nimmt daher der Druck von den Rändern gegen die Mitte des Stromes ab.“ (Über den Sturm vom 6. und 7. Dezember 1868. Sitzungsberichte der Berliner Akad. 1868.)

Man s. auch W. v. Bezold, Über die Fortschritte der wissenschaftlichen Witterungskunde während der letzten Jahrzehnte. Deutsche Met. Z. II. 1885. S. 313, und Köppen, Stellung von Brandes und Dove zum barischen Windgesetz. Ebenda S. 414.

Somit hatte schon im Jahre 1820 Brandes den richtigen Weg zur Erforschung der Ursachen der Witterungsanderungen betreten. Seiner Aufforderung zur Sammlung und Benutzung synchroner Beobachtungen wurde in Europa erst im Jahre 1863 vom Pariser Observatorium durch Leverrier entsprochen (ohne Kenntnis von Brandes Publikationen, die unbeachtet geblieben sind)

In Amerika war es E Loomis, der zur Untersuchung zweier Stürme im Jahre 1842 die erste meteorologische Karte veroffentlicht hat (vom 16 Februar 1842) [1]) Ihm folgte bald J Espy mit Wetterkarten fur einige Tage des Winters 1843 [2])

Die erste tagliche Wetterkarte mit Isobaren auf Grund telegraphischer Wetterberichte hat Le Verrier fur den 11 September 1763 veroffentlicht Vom 16 September ab brachte das Bulletin de l'Observatoire Impérial (spater Bull International) solche Karten taglich Damit wurde eine neue Periode fur die Untersuchungen der Witterungserscheinungen eingeleitet [3])

Der Mitteilung der wesentlichsten Ergebnisse derselben sind die folgenden Abschnitte gewidmet

Zweites Kapitel.

Darstellung der den Witterungserscheinungen zu Grunde liegenden Ursachen.

Einleitung. Die (als Tafel beigegebenen) beiden Kartchen [4]) zeigen die Verteilung des Luftdruckes auf der nordlichen Halbkugel zwischen dem Pol und dem 30 Breitegrad am 1 und 2 Februar 1883 zu der Simultanzeit Greenwich Mittag Da im Jahre September 1882 bis August 1883 die internationalen Polarstationen thätig waren, konnten die Isobaren auch fur die Zirkumpolarregion ziemlich richtig eingetragen werden Die Windrichtungen sind, um die Kartchen nicht zu uberladen, weggelassen worden Nach dem, was S 426 uber die Winde in der Umgebung der Barometerminima und -Maxima gesagt worden ist, wird man fur den vorliegenden Zweck das Bild sich leicht erganzt denken konnen

Wir sehen auf diesen Kärtchen, dass die ganze nordliche Hemisphare von geschlossenen Isobarensystemen bedeckt ist, welche sich als Barometerminima und -Maxima erweisen Diese Systeme sind auch, wie man bemerken wird, in Bewegung begriffen und zwar im allgemeinen von West nach Ost, d i mit der allgemeinen Luftbewegung der hoheren Schichten in den aussertropischen Breiten ubereinstimmend Schon hier mag darauf aufmerksam gemacht werden, dass das subtropische Barometermaximum im Atlantischen Ozean nordlich von 30° und das Barometermaximum uber Innerasien inmitten dieser Bewegungen eine Art fester Pfeiler darstellen, die von den wechselnden Situationen in der Druckverteilung weniger beruhrt werden Teisserenc de Bort hat sie deshalb als „Zentren der Aktion der Atmosphare" bezeichnet Die zeitweilen andauernden Lageanderungen dieser Zentren bestimmen im allgemeinen den Dauercharakter der Witterung uber Europa Aus den beiden Kärtchen lasst sich allerdings nichts daruber ableiten, aber sie bieten Gelegenheit, schon jetzt darauf anzuspielen

---

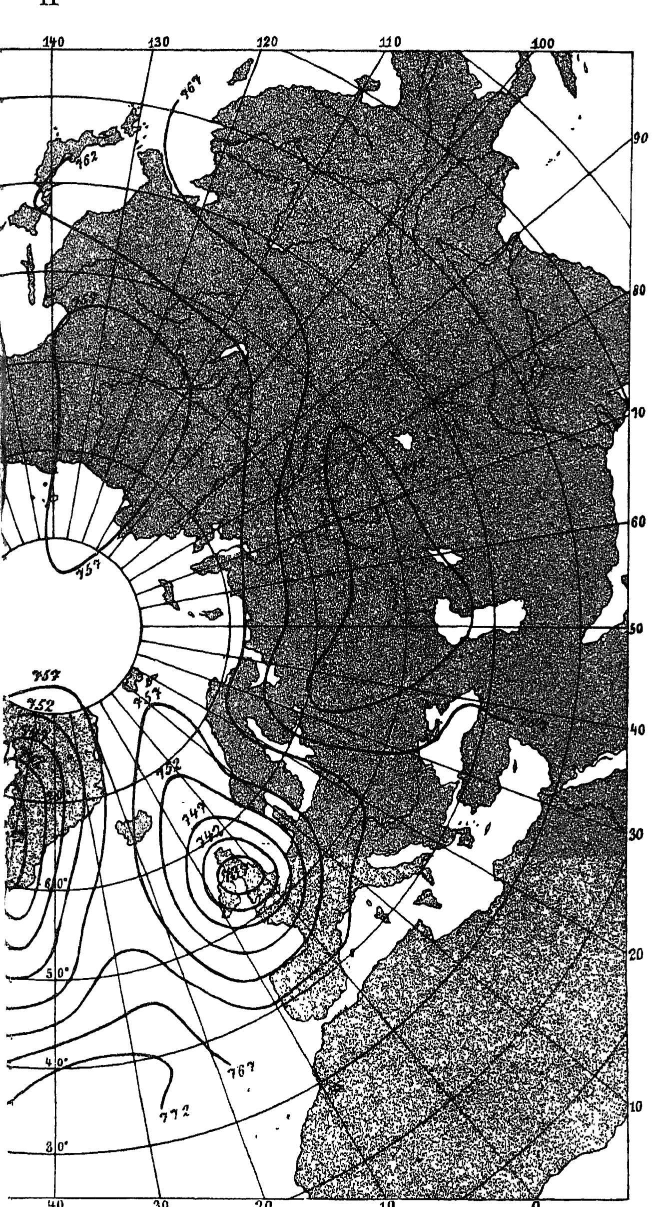
[1]) Loomis in Trans Amer Phil soc at Philadelphia Vol IX May 1843 Die Karte ist reproduziert in G Hellmanns „Neudrucke", Meteorologische Karten Nr 8 Berlin 1897, auch bei Hildebrandsson und Teisserenc

[2]) James P Espy, First Report on Meteorology Washington 1845 Die Probe einer solchen Karte, die unvollständiger als die von Loomis sind, findet man bei Hildebrandsson und Teisserenc, wo auch die wichtigsten Sätze, die Espy aus seinen Karten abgeleitet hat, kurz zusammengefasst werden

[3]) Diese ersten täglichen Wetterkarten findet man in Hellmanns „Neudrucken", Nr 8, Meteorologische Karten, reproduziert Daselbst giebt Hellmann auch Hinweise auf vorhergehende ähnliche Bestrebungen in England und Nordamerika In Betreff auf letztere sehe man auch M W Harrington, History of the Weather Map Report Intern Met Congress Chicago 1893 P II Washington 1895

[4]) Handschriftliche Mitteilung des verstorbenen Prof. H A Hazen in Washington, Weather Bureau

II



Hemisphäre am 2. Februar 1883, Mittag (Greenwich).



Die ganze nördliche Hemisphäre ist von wandernden Barometerdepressionen und Barometermaximis bedeckt, die ihr Gefolge von sie umkreisenden Winden mit sich führen. Die Windrosen haben uns schon darauf aufmerksam gemacht, dass damit auch volle Cyklen von Wetterwechseln verbunden sind. Von Polar- und Äquatorialströmen, die nach Dove in geradlinig verlaufenden Betten nebeneinander hinfliessen und zwar von der Zirkumpolarregion bis zu den Passatgrenzen, ist keine Spur zu bemerken. Sie müssten als bandförmige, ungefähr von SW nach NE verlaufende Streifen hohen und niedrigen Druckes erscheinen. Statt deren sehen wir inselförmige Zentren hohen und niedrigen Druckes, von denen die Luft ausströmt oder denen sie zufliesst in Form von Luftwirbeln, deren genauere Untersuchung den Gegenstand der nachfolgenden Erörterung wird bilden müssen.

Das Bild, welches die gleichzeitige Verteilung der Witterungsfaktoren in dem aussertropischen Teile der nördlichen Halbkugel thatsächlich darbietet, ist viel komplizierter, als das Phantasiebild Doves, es lässt sich auch nicht unmittelbar dem Schema der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation anpassen. Die Untersuchung der mannigfaltigen Erscheinungen, welche die wirklichen Luftbewegungen an der Erdoberfläche darbieten, hat aber schon zu vielen physikalisch begründeten allgemeineren Sätzen geführt, welche die Lehre von den Witterungserscheinungen als ein Kapitel der angewandten Physik erscheinen lassen.

I. Die Art des Auftretens der Barometerminima in den aussertropischen Breiten und die sie begleitenden Erscheinungen.

A. Die Verhältnisse an der Erdoberfläche. Allgemeine Beschreibung. Das Kärtchen Fig. 52 zeigt ein Barometerminimum mit den dasselbe umkreisenden Winden. Die Pfeile fliegen mit dem Winde, die Stärke ihrer Behinderung ist der Windstärke (1—6) proportional. Die schwarzen Kreisflächen an der Spitze der Pfeile zeigen bedeckten Himmel an, die leeren Kreise heiteren Himmel. Zwei konzentrische Kreise Windstillen. Die Zahlen geben die Temperaturen an. Die punktierten Isobaren entsprechen einem Luftdruck unter 760 mm.

Die Winde umkreisen das Barometerminimum, sind aber mehr oder weniger gegen die Isobaren nach einwärts gerichtet. Neben der starken Ablenkung von der Richtung des Gradienten, welche den Radien gegen das Zentrum der Depression entspricht, hat der Wind auch eine der Gradientrichtung entsprechende Komponente. Die Luft strömt demnach von allen Seiten dem Orte niedrigsten Luftdruckes zu, aber nicht direkt, sondern in spiralförmigen Bahnen. Durch Verbindung der Windrichtungen in der äusseren und inneren Umgebung des Minimums kann man sich die spiralförmig gegen das Minimum gerichteten Stromfäden leicht konstruieren. Im äusseren Umfang, dort wo die Isobaren wenig gekrümmt nahe geradlinig verlaufen, sind die Windrichtungen denselben auch nahe parallel, die Windrichtung steht dort nahezu senkrecht auf der Richtung des Gradienten. Das ist (in unserem Fall) namentlich auf der Westseite der Depression zu bemerken. Hier gilt strenge die Regel: Stellt man sich mit dem Rücken gegen den Wind, so liegt der Ort des Minimums gerade zur Linken. Näher am Zentrum der Depression aber, wo die Windrichtungen stärker nach einwärts gekehrt sind, die Luft einströmt, gilt diese Regel nicht mehr, das Zentrum liegt um mehrere Punkte (Windstriche zu $11^1/_2{}^0$) nach rechts gegen die einfache obige Regel.

An der Westküste von Irland ist der Wind nach Süd abgelenkt, es rückt eine neue Depression vom Atlantischen Ozean nach. Im Gebiete hohen Luftdruckes im Süden Europas sind die Winde schwach und unbestimmt, es scheinen kleine lokale Barometerdepressionen vielfach zu existieren (so über der Adria). Im Südwesten unseres Kärtchens zeigt sich der Rand des subtropischen Barometermaximums in der Gegend der Azoren.

Fig 52

Wetterkarte für den Morgen des 22 Oktober 1874 nach Hoffmeyer

Die Form der Depression ist mehr elliptisch als kreisrund, und das ist auch die Regel. Die Isobaren, die ein Barometerminimum umschliessen, sind zumeist mehr oder weniger langgestreckte Ellipsen. Auf der südlichen Hälfte derselben treten nicht selten örtlich sackförmige Ausbuchtungen auf, deren Wichtigkeit für die Deutung der Witterung noch besondere Erörterung finden wird.

Der Himmel ist im ganzen inneren Gebiete der Depression bedeckt und es regnet daselbst zumeist. Die Temperatur ist auf der Ostseite, wo die südlichen Winde herrschen, höher als auf der Westseite (russische Ostseeküsten 10—12°, Nordschottland 6—7°), wo Nordwinde wehen. Gewöhnlich sind die Temperaturunterschiede zwischen den beiden Seiten einer Depression noch viel grösser als hier, namentlich im Winter.

1. Form der Isobaren. Die Isobaren um ein Barometerminimum sind nur selten kreisrund, fast immer elliptisch. E. Loomis, welcher auf Grund der amerikanischen und später auch der europäischen Wetterkarten die mittleren Verhältnisse der Barometerminima und -Maxima festzustellen versucht hat[1]), fand in Amerika das Verhältnis der grossen zur kleinen Achse der Isobarenellipse zu 1·9 im Mittel, für den Atlantischen Ozean zu 1·7, van Bebber für Europa 1·8. In der wärmeren Jahreszeit verlaufen die Isobaren gestreckter als in der kalten.[2]) Die mittlere Richtung der grossen Achse ist in Nordamerika und über dem Atlantischen Ozean N 35° E (also etwas nördlich von NE), über Europa nordöstlich bis östlich. Diese Übereinstimmung der Richtung vom Felsengebirge bis zum Ural deutet darauf hin, dass allgemeine Ursachen derselben zu Grunde liegen.

Der Durchmesser der Cyklonen der gemässigten Breiten (d. i. der Area innerhalb der Isobaren von 29·9 engl. Zoll oder 760 mm) ist meist sehr beträchtlich, im Mittel nach Loomis in Nordamerika über 2500 km, über dem Atlantischen Ozean 3200 km. Wenn, wie das öfter vorkommt, mehrere Wirbelzentren in einem Gebiete niedrigen Luftdruckes vorkommen, kann der Durchmesser dieser Gebilde 9—10000 km erreichen.

2. Gradienten; Gedrängtheit der Isobaren in verschiedenen Teilen der Gebiete niedrigen Luftdruckes. In unserem Beispiel (Fig. 52) drängen sich die Isobaren auf der West- und Südseite am meisten aneinander, sie treten weiter auseinander mit der Entfernung vom Depressionszentrum. Das ist auch zumeist der Fall. Auf der Strecke Kopenhagen-Christiania, genauer zwischen dem 55. und 60. Breitegrad, treffen wir eine Luftdruckdifferenz von beiläufig 17 mm oder 3·4 mm pro Grad. Nach den Untersuchungen von Clement Ley findet man die steilsten Gradienten bei den westeuropäischen Cyklonen in dem Quadranten zwischen SE und SW, in Amerika und Russland hat die Westseite der Depressionsgebiete häufig die grössten Druckdifferenzen auf gegebene Entfernung. Hingegen liegen in dem Quadranten NW bis NE die Isobaren meist am weitesten auseinander (über W-Europa). Da der Gradient im allgemeinen auch das Mass für die herrschende Windstärke ist, so ergiebt sich, dass die stärksten Winde in den Depressionsgebieten gewöhnlich auf der Süd- und Westseite anzutreffen sind, seltener auf der Nord- und Ostseite.[3]) Sind die Bedingungen zu einer Cyklone gegeben,

---

[1]) E. Loomis, Contributions to Meteorology. American Journal of Science. — Revised Edition (in Quart mit vielen Tafeln). New Haven. I—III. 1885—1889.

[2]) van Bebber, Typische Witterungserscheinungen. Archiv der Deutschen Seewarte. V. 1882. Nr. 3.

[3]) Cl. Ley, Journ. Scott. Met. Soc. IV. 1876. pag. 149.

Loomis hat aus den amerikanischen Wetterkarten der ersten Jahre folgende Mittelwerte gefunden für Richtung und Geschwindigkeit der Winde:

so wird man die stärksten Winde im ganzen in der Richtung der Bewegung finden und daselbst auch die dichtesten Isobaren. Eine ostwärts wandernde Cyklone hat ihre dichtesten Isobaren auf der Südseite.[1])

Kassner giebt folgende mittlere Werte für die Änderung des Gradienten mit der Entfernung vom Zentrum einer Cyklone. Die Entfernung ist in Graden (111 km) angegeben.

Entfernung vom Zentrum	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8 Grad
Mittlerer Gradient	2.7	3.2	2.9	2.7	2.8	2.3	2.3	2.2

Und die Häufigkeit grösserer Gradienten (> 2) in den Quadranten der Cyklonen:

	Land				Küste				Meer		
N	E	S	W	N	E	S	W	N	E	S	W
6	6	9	**41**	9	**22**	16	13	10	**21**	15	13

Die mittlere Windstärke ist bei den Landcyklonen am stärksten auf der Rückseite bei W und NW, an den Küsten auf der Vorderseite bei SE und SW, auf dem Meere bei SW bis NW.[2])

3. Untere Windrichtungen in den verschiedenen Quadranten eines Depressionsgebietes. Die Untersuchung der täglichen Wetterkarten durch Cl. Ley, Hoffmeyer, Loomis, Hildebrandsson etc. hat ergeben, dass die Richtungen der Winde zu den Isobaren oder zu der Richtung des Gradienten auf den verschiedenen Seiten einer Barometerdepression charakteristische Unterschiede zeigen.

In Westeuropa und über dem Atlantischen Ozean sind die Windrichtungen auf der Ost- und Südseite stärker nach einwärts gegen das Barometerminimum hin gerichtet als auf der West- und Nordseite. Mit anderen Worten: Die Ablenkung der Luftströmungen von der Richtung des Gradienten ist daselbst am kleinsten auf der Ost- und Südseite, am grössten auf der West- und Nordseite. Das stärkste Einströmen der Luft gegen den Ort niedrigsten Luftdruckes findet auf der Vorderseite der Barometerdepressionen statt, die sich ja hauptsächlich von West nach Ost auf der Erdoberfläche fortbewegen.[3])

Es ergab sich ferner, dass der Winkel, den der Wind mit dem Gradienten macht, der Ablenkungswinkel, im Sommer grösser ist als im Winter, dass er über dem Meere und an den Küsten grösser ist, als im Innern des Landes, dass er ferner mit der Stärke des Windes zunimmt. Dagegen variiert er wenig mit der Annäherung an das Zentrum der Depression, woraus sich ergiebt, dass die Luft in logarithmischen Spiralen dem Zentrum zufliesst.

Die historische Entwickelung der Ansichten über die Natur der Stürme hat es mit sich gebracht, dass der Konstatierung eines Einströmens der Luft in das barometrische Minimum, d. i. einer Neigung des Windes nach einwärts gegen dasselbe, eine grosse Wichtigkeit beigemessen werden musste. Denn nach der früher herrschenden Theorie sollten in den Wirbelstürmen die Windbahnen volle Kreise um das Barometerminimum sein, und die Richtung gegen das Sturmzentrum deshalb genau senkrecht stehen auf der Richtung des Windes.

Quadrant der Depression	N	E	S	W
Mittlere Windrichtung	N 43° E	S 32° E	S 40° W	N 59° W
Mittlere Windstärke (m pro Sekunde)	3.4	3.7	3.9	4.5

Auf der Süd- und Westseite ist die Windstärke am grössten. Die absoluten Werte sind offenbar zu klein.

1) Knott, R. Soc. Edinburgh March 5, 1900.

2) Über kreisähnliche Cyklonen. Archiv der Deutschen Seewarte. 1893.

3) Doch hat dieser Satz keine allgemeine Gültigkeit. Wie sich aus dem folgenden ergeben wird, kann das stärkste Einströmen auch auf der Rückseite erfolgen.

Clement Ley nennt den Winkel zwischen Isobare (oder Tangente zur Isobare bei stärkerer Krümmung derselben) und Windrichtung die Inklination des Windes. Dieser Winkel ist 0, wenn der Wind der Isobare folgt, d. i. senkrecht zur Richtung des Gradienten weht, dagegen 90°, wenn der Wind dem Gradienten folgt. Ley fand für Westeuropa folgende Sätze: 1. Die Windrichtung ist gewöhnlich beträchtlich von der Seite höheren Druckes gegen jene niedrigen Druckes geneigt, der mittlere Inklinationswinkel ist rund 21° (also der Ablenkungswinkel von der Richtung des Gradienten 69°). 2. Die Inklination ist grösser an den Inland-Stationen (London, Paris, Brüssel etc.) als an den Küsten-Stationen (z. B. Brest, Scilly) und zwar für erstere 29°, für letztere nur 13°. 3. Die grösste Inklination haben die SE-Winde, die kleinste die NW-Winde. Die Mittelwerte des Inklinationswinkels sind: SE 35°, SW 20°, NW 9° und NE 18°. 4. An den Küstenstationen ist der Unterschied im Inklinationswinkel zwischen starken und leichten Winden gering, an den Inlandstationen aber ist der mittlere Inklinationswinkel kleiner für starke als für leichte Winde. An allen Stationen ist der Inklinationswinkel konstanter bei Stürmen als bei leichten Winden.[1])

Die Grösse des Ablenkungswinkels oder des Winkels zwischen der Richtung des Windes und dem Gradienten in den verschiedenen Sektoren um ein Depressionszentrum herum ist jetzt schon vielfach für Europa und den Atlantischen Ozean bestimmt worden, für Amerika nur von Loomis. Wegen des Interesses, das sich an diese Grösse knüpft, und der, wie sich immer mehr zeigt, nicht unbedeutenden lokalen Verschiedenheiten mögen die Ergebnisse dieser Messungen in kürzester Form hier Platz finden:

Sektor	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Mittel
	Ablenkungswinkel des Windes vom Gradienten.								
Britische Inseln[1])	63	53	53*	54	65	75	78	80	63
Dänemark[2])	78	75	68	61*	60	66	72	76	69
Belgische Küste[3])	51	26*	62	55	81	88	80	77	68
Aachen[4])	42*	55	69	(86)	76	67	52	62	73
Schweden[5])	66	61*	61*	68	64	67	77	74	70
Swinemünde[6])	64	66	63*	68	73	64	75	80	68
Libau[7])	80	76	55	36*	53	64	73	84	65
Magdeburg[8])	43	40*	45	56	66	56	44	53	50
Breslau[9])	32*	50	38	35	57	47	40	36	44
Wien[10])	4*	60	53	29	76	50	28	11	38
Thorshavn[11])	76	71*	74	81	79	90	90	79	80
	Höhenstation, 1600 m.								
Schneekoppe[12])	66	98	100	81	67	66	52	51*	74

[1]) Cl. Ley, Quart. Journ. R. Met. Soc. Vol III. 1877. pag. 437. Auch Stationen auf dem Festlande einbezogen. Abgrenzung nicht angegeben.

[2]) Hoffmeyer, Zeitschrift f. Met. XIII. 1878. S. 337.

[3]) Hildebrandsson, Sur la distribution des Eléments Mét. autour des Minima et des Maxima barométriques. Soc. R. d'Upsal. 1883.

[4]) Krankenhagen, Einfluss der barometrischen Maxima und Minima auf das Wetter in Swinemünde 1876—1884. Deutsche Met. Zeitschrift. II. 1885. S. 81.

[5]) Spindler, Abhängigkeit der Stärke und Richtung der Winde von der Grösse und Richtung der Gradienten. Wild, Rep. f. Met. VII. Nr. 5. 1880.

[6]) G. Doerry, Einfluss der barischen Minima und Maxima auf das Wetter in Magdeburg. Halle 1889.

[7]) u. [8]) Ph. Åkerblom, Sur la distribution à Vienne et à Thorshavn des Eléments Mét. autour des Minima et des Maxima barométriques. K. Swed. Akad. Abh. B. 20. Abt. I. Nr. 3. Stockholm 1895.

[3]) Furnes, [4]), [9]) u. [12]) P. Polis, Archiv der Deutschen Seewarte. XXII. 1899. Met. Z. B. 34. 1899. S. 337 und 397.

Für die Orte im Westen und Norden Europas stimmen die Ablenkungswinkel im allgemeinen ziemlich gut überein. Sie können deshalb zu Mittelwerten vereinigt

[1]) Clement Ley, Results of an Inquiry into the mean Inclination of Winds towards the lower Isobarics. Journal Scottish Met. Soc. Vol IV. pag. 66. Aug. 1873.

werden Auch die Orte in Mitteleuropa Magdeburg, Breslau und Wien haben viel gemeinsames und dabei gegensatzliches gegen die ersteren [1])

Wir erhalten so folgende Übersicht

	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Mittel
Nordatlantischer Ozean	76	71*	74	81	79	**90**	**90**	79	80
West- und Nordeuropa[1])	63	59*	61*	61	67	70	72	**76**	68
Mitteleuropa[2])	34*	43	45	48	**56**	51	40	33*	44

[1]) Nr 1 bis Nr 7

[2]) Magdeburg, Breslau, Wien, Mittel ausgeglichen,

Die N-, NE- und E-Winde haben uberall eine geringere Ablenkung als die SW- und W-Winde. Zu Magdeburg, Breslau und Wien fallt das Maximum des Ablenkungswinkels auf S, das Minimum auf N Es ware interessant zu untersuchen, wie weit diesem Resultat eine allgemeinere Bedeutung fur Kontinentalflächen zukommt Die Gipfelstation auf der Schneekoppe zeigt ein gegensatzliches Verhalten gegen die Stationen an der Erdoberflache. Auf der NE- und E-Seite betragt der Ablenkungswinkel mehr als 90°, es findet also daselbst durchschnittlich ein Ausstromen der Luft statt, das, wie wir sehen werden, in grosseren Hohen noch starker wird

Loomis hat die Ablenkungswinkel der Windrichtung vom Gradienten in amerikanischen Barometerdepressionen gemessen und folgende Ergebnisse erhalten:

Nordamerika (Vereinigte Staaten)

Quadrant der Depression	N	E	S	W	Mittel
Ablenkungswinkel	31*	43	**58**	40	43

Diese Ablenkungswinkel stimmen fast vollstandig mit den fur Mitteleuropa gefundenen uberein [2])

Die Beobachtungen auf dem Blue Hill in Boston zeigen gleichfalls, dass der Wind in den Cyklonen am meisten tangential zu den Isobaren weht auf der SE-Seite des Zentrums, und am meisten nach einwarts (also mit dem kleinsten Ablenkungswinkel) im Norden und N-Westen des Zentrums

Spater fand Loomis allgemeiner fur den Ablenkungswinkel einen grosseren Wert und zwar 53° fur eine Entfernung von 250 km vom Zentrum, und 56° fur eine Entfernung von 1200 km.

Auf dem Atlantischen Ozean ermittelte Loomis aus Hoffmeyers Karten in 280 km Distanz den Ablenkungswinkel 65° und fur 1540 km 55°.

Der grosse Sturm vom August 1873 gab Toynbee Veranlassung, alle Verhaltnisse desselben einer genauen Untersuchung zu unterziehen [3]) Die Ergebnisse bezuglich der Ablenkungswinkel sind, in einer mittleren Distanz von ca 550 km vom Zentrum.

Sturm ostlich von Neufundland, ca 42° nordl. Br

Quadrant des Sturmfeldes	NE	SE	SW	NW	Mittel
Ablenkungswinkel	48°*	64°	**70°**	60°	61°

Dass eine Verschiedenheit besteht zwischen den Barometerdepressionen uber der See und uber dem Lande in Bezug auf den Quadranten mit dem grossten Ablenkungswinkel (oder geringstem Ein-

[1]) Wien hat eigentümliche Windverhältnisse, reine Ostwinde und SW-Winde fehlen fast völlig

[2]) Loomis, Contributions to Meteorology American Journ of Science First paper July 1874, Nineteenth Paper Dez. 1883

[3]) Toynbee, The Meteorology of the North Atlantic during August 1873 London 1878 Met Committee Nr 32

strömen), hat auch C. Kassner gefunden bei einer Untersuchung von 91 Cyklonen (29 über dem Lande, 30 über dem Meere, 32 teils über Land, teils über dem Meere). Er berechnete folgende Ablenkungswinkel[1]):

Quadrant	N	E	S	W	Mittel
	Mittlerer Ablenkungswinkel.				
Cyklone über dem Land	57	53*	54	**62**	57
„ an der Küste	55*	77	**80**	74	72
„ über dem Meer	76	**86**	85	73*	80

Die Küstencyklonen Kassners stimmen mit den Landcyklonen in Mitteleuropa und den Vereinigten Staaten, die beiden anderen Gruppen weichen jedoch ab.[2])

Weitere Untersuchungen sind nötig, um mit einiger Sicherheit angeben zu können, unter welchen Verhältnissen das Einströmen der Luft gegen das Barometerminimum mehr auf der Vorderseite oder mehr auf der Rückseite erfolgt.

Damit haben auch vorläufig die Gründe an Bedeutung und Tragweite eingebüsst, die man für die geringere Ablenkung der Winde an der Vorderseite, Ostseite, der Depression glaubte geltend machen zu können. Cl. Ley suchte die Ursache der geringeren Ablenkung der SE-Winde in dem Umstande, dass sie beginnende Winde sind, Luftmassen, die durch das herannahende Minimum erst in Bewegung gesetzt werden, also noch einer geringen Ablenkung unterliegen, während die NW-Winde auf der Rückseite der Depression schon weiter her kommen, daher schon eine grössere Ablenkung erfahren haben. Köppen und Hildebrandsson haben sich dieser Ansicht angeschlossen. Letzterer zeigte, dass es (in Schweden) keinen Unterschied macht, ob der Ostwind von der See herkommt, oder vom Lande. Damit würde nach Ley übereinstimmen, dass die SE-Winde mehr intermittierend wehen als die NW-Winde, wie die Anemogramme dies zeigen. Dieses Intermittieren der SE-Winde rührt nach Ley davon her, dass sie in einem beständigen Aufsteigen begriffen sind, während der NW-Wind ein stetiger horizontaler Wind ist, ja vielleicht eher ein herabsteigender Wind, wofür auch die grössere Ablenkung desselben spricht, die an den Westküsten von Irland und England sehr auffallend hervortritt.

Mir ist immer der intermittierende Charakter der Regen bei SE-Winden aufgefallen. Es ist eine fast konstante Erscheinung bei den SE-Regen (in Wien und Graz), dass sie oft aussetzen und dann wieder mit neuen Güssen beginnen, bei gleichmässiger Himmelsbedeckung (durchaus nicht böenartig).

Sehr beachtenswert, weil allgemeiner Anwendung fähig, ist die Erklärung, die Helm Clayton von der stärkeren Ablenkung der Winde auf der Ost-Seite der Depressionen in Nordamerika giebt. Die cyklonische Bewegung (sowie auch die anticyklonische) kämpft gegen die allgemeine atmosphärische Drift, die in Nordamerika sehr kräftig ist und aus WNW kommt. Daher die nur geringe Ablenkung der Winde auf der Westseite und das starke Einwärtsströmen daselbst. Auch die Windgeschwindigkeit ist hier grösser als auf der Ostseite. Um das cyklonale Regime der Luftbewegung rein zu bekommen, müsste man die vorherrschende Luftbewegung von derselben abziehen, ähnlich wie wir das früher bei der Konstatierung der Monsunwinde und des täglichen Ganges der Windrichtung zu Madrid gemacht haben.[3])

Während die Frage nach dem Quadranten der stärksten Ablenkung der Winde noch nicht ganz zufriedenstellend beantwortet werden kann, steht es dagegen völlig fest, dass die Ablenkungswinkel über dem rauhen Lande kleiner sind als über der glatten See. Alle oben mitgeteilten Ergebnisse stimmen darin überein, dass über dem Meere der mittlere Ablenkungswinkel fast 80^0 erreicht, während er über dem Lande sich zwischen 40 und 50^0 hält.

Der Ablenkungswinkel ändert sich durchschnittlich nicht wesentlich mit Zunahme der Entfernung vom Zentrum der Barometerdepression, wie schon Hildebrandsson bemerkt hat. Für Upsala ergab sich:

Luftdruckzone	< 745	745—755	755—760	760—765	> 765
Bezeichnung	B	C	D	E	F
	Ablenkungswinkel				
Upsala	44.7	51.9	53.0	51.1	48.5
3 Küsten- und Inselstationen	70.1	69.2	69·3	66.6	63.8

[1]) C. Kassner, Über kreisähnliche Cyklonen. Archiv der Deutschen Seewarte. XVI. 1893. Nr. 2. Hamburg 1894. Auch Ley hat seine Messungen an kreisähnlichen Cyklonen gemacht.

[2]) Åkerblom schreibt dies dem Umstande zu, dass Kassner die europäischen und nordamerikanischen Cyklonen in ein Mittel vereinigt hat.

[3]) Seither hat Frank H. Bigelow dies in umfassender Weise durchgeführt für verschiedene Höhen mit Hülfe der Wolkenbeobachtungen 1896/97 in Nordamerika. Report on the International Cloud Observations. Weather Bureau Report 1898/99. Vol. II.

C. Kassner findet den Ablenkungswinkel fur verschiedene Abstande vom Zentrum kreisahnlicher Cyklone (Einheit 111 km):

Distanz	0—2	2—4	4—6	6—8°
	Mittlerer Ablenkungswinkel			
Land	56	53	57	62°
Kuste u. Meer	70	74	73	80°

Nimmt man die Mittel von Furnes (belgische Kuste), Aachen, Breslau, Schneekoppe (die alle das gleiche zeigen), fur welche Orte Polis die Ablenkungsmittel bestimmt hat, so erhalt man fur die ersten drei Druckstufen 65°, 65° und 64°, und fur die innere und aussere Druckstufe der Anticyklonen 50° und $50^1/_2$°.[1])

Einfluss der Jahreszeit und der Windstarke auf den Ablenkungswinkel. Der Ablenkungswinkel ist meist im Sommer grosser als im Winter. Z. B.:

Mittlere Grosse des Ablenkungswinkels im Winter und Sommer

	Furnes	Aachen	Upsala	Swinemunde	Magdeburg	Breslau	Hochenschwand	Wien
Winter	67	72	46	67	47	44	58	38
Sommer	70	75	54	69	51	43	62	39

Er wachst auch mit der Windstarke und wohl aus gleicher Ursache. Spindler fand fur Libau:

Mittlerer Gradient	1.54	1.99	2.56 mm
Mittlere Windstarke	7.2	13.3	21.4 m pro Sek.
Mittlerer Ablenkungswinkel	61°	64°	70°

Dagegen konstatierte Sresnewsky[2]), dass Sturme gleicher Starke auf dem Schwarzen und Asowschen Meere im Winter einen grosseren Gradienten und auch grösseren Ablenkungswinkel haben als im Sommer (Winter und Herbst $\Delta B = 2{\cdot}3$ mm, $\alpha = 80°$, Fruhjahr und Sommer 1.7 mm 78°).

Die Erwarmung des Bodens, sowie auch die Verstarkung des Windes begunstigt den Luftaustausch zwischen den unteren und oberen Luftschichten, und dabei teilt sich der starkere Ablenkungswinkel der hoheren Luftschichten auch den unteren mit.

4. Bewegung der Depressionszentren, deren Richtung und Geschwindigkeit. Die Barometerminima zeigen fast stets eine mehr oder minder rasche Ortsveranderung. Schon Espy und Loomis haben bemerkt, dass dieselben in Nordamerika von West nach Ost fortschreiten[3]) und noch fruher (1821) hat

---

[1]) Detaillierter zeigen dies die folgenden Ergebnisse, welche fur die Entfernungen in Graden (= 111 km) vom Zentrum der Cyklonen (und Anticyklonen) gelten.

Entfernung vom Zentrum	1	2	3	4	5	6	7	8	9
	Ablenkungswinkel in Cyklonen								
Furnes	66	67	70	**70**	70	70	65	69	64
Breslau	48	47	**48**	**48**	46	46	47	48	47
Schneekoppe	79	76	74	**78**	**78**	76	76	77	78
Mittel	64	63	64	**65**	**65**	64	63	65	63
	In Anticyklonen								
Mittel	55	58	59	59	59	59	**60**	**61**	59

Der mittlere Ablenkungswinkel ändert sich also in den Cyklonen wie in den Anticyklonen nur wenig mit der Entfernung.

P. Polis, Die Stromungen der Luft in den barometrischen Minima und Maxima. Archiv der Deutschen Seewarte. XXII. Jahrg. Hamburg 1899.

[2]) Wild, Rep. f. Met. XII. Nr. 7. 1889.

[3]) Beiden ist auch schon aufgefallen, dass diese Bewegung übereinstimmt mit den Winden, die in den höheren Schichten der Atmosphäre herrschen. „Die höchsten Wolken ziehen fast stets nach Ost, d. i. in der gleichen Richtung wie die Tornados und Sturme in Amerika und in Europa" (Espy).

Brandes gefunden, dass die barometrischen Depressionen vom Atlantischen Ozean oder dem Canal la Manche sich gegen NE oder auch gegen SE fortbewegen.

Mehr als 30 Jahre später hat Loomis die amerikanischen Wetterkarten zu einer Statistik der Barometerminima und -Maxima und aller ihrer Begleiterscheinungen benutzt, und dann auch die europäischen Wetterkarten in seine Untersuchungen einbezogen. Die mittlere Richtung der Bahn der Minima im Osten der Vereinigten Staaten ergab sich zu N 81° E, die Geschwindigkeit zu 42 km pro Stunde (11·6 m pro Sekunde), im Winter nördlicher, N 79° E, im Sommer östlicher, N 90° E, also rein östlich (Geschwindigkeit 47 und 34 km). Im Westen der Vereinigten Staaten ist die mittlere Richtung südlicher, N 102° E, also 1 Punkt südlich von E.

Von 3068 Depressionen war die Häufigkeit der Richtungen in Prozenten folgende (Russell, Meteorology):

N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Stationär
8	51	21	12	2	1	1	2	2

Die Abhängigkeit dieser Richtung von der Lage der Gebiete hohen Druckes zeigt folgende kleine Tabelle:

Hoher Druck	Richtung des Fortschreitens des Barometerminimums nach							
in	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
SW	9	58	22	7	1	1	1	1
NW	7	**67**	14	2	2	0	0	1
NE	**16**	53	12	10	1	2	2	**4**
SE	4	43	**32**	**14**	2	3	0	2

Die mittlere Richtung der barometrischen Minima über dem Atlantischen Ozean zwischen 60 und 90° W (unter 49° N.) findet Loomis N 66° E, von 30 bis 10° W. N 80° E (mittlere Breite 55° N.). Eine jährliche Periode ist in den von Loomis gefundenen Monatsmitteln der Bahnrichtung kaum zu erkennen.[1])

Im westlichen Europa schwankt die mittlere Richtung der Bewegung zwischen NNE und SSE. Letztere Richtung ist im Winter häufiger. Für Russland ergeben 6jährige Beobachtungen als mittlere Richtung der Bahn der Minima: Winter N 80° E, Frühling N 66° E, Sommer N 59° E, Herbst N 69° E, Jahr N 68½° E. Die Bahnrichtung der Minima ist demnach im Winter um ca. 20° östlicher als im Sommer (Extreme: Januar E, Juli N 47° E).

Besonders wichtig ist die Erfahrung, dass die Barometerminima mit einer gewissen Regelmässigkeit sich auf bestimmten Routen bewegen, die man passend Zugstrassen der Barometerminima genannt hat. Die Feststellung dieser Zugstrassen ist nicht allein für die Vorausbestimmung der Witterung von äusserordentlicher Wichtigkeit, sie ist auch in theoretischer Beziehung von grossem Interesse. Köppen und van Bebber haben diese Zugstrassen und die relative Frequenz der Minima auf denselben für Westeuropa, für die Vereinigten Staaten und den Atlantischen Ozean, Rykatschew für Russland genauer bestimmt und kartographisch niedergelegt. Dieselben werden in einem späteren Abschnitt in Betracht gezogen werden.

5. Mittlere Geschwindigkeit des Fortschreitens der Barometerminima. Loomis[2]), van Bebber, Knipping und russische Forscher (Leyst, Sresnewsky, Kiersnowky) haben dafür die umstehenden Werte gefunden.

Am grössten ist die Geschwindigkeit des Fortschreitens der Barometerminima in den Vereinigten Staaten, am kleinsten in Westeuropa.[3])

---

[1]) Loomis, Contributions to Met. 21 paper. American Journal. July 1885.

[2]) Ich habe die Mittel von 13 Jahren (1872—1884) von Loomis mit 5jährigen Mitteln, die ich nach der Monthly Weather Review 1894—1898 berechnet habe, vereinigt. Das Jahresmittel, das Loomis aus den ersten drei Jahren der amerikanischen Wetterkarten ableitete, stimmt völlig mit den neuesten, 26 engl. Meilen pro Stunde = 41.8 km. Das 13jährige Jahresmittel ist aber 28.4 Meilen. Ich habe die Monatsmittel der 18 Jahrgänge auf das neue Mittel, 26 engl. Meilen, reduziert. Der jährliche Gang stimmt in beiden Reihen vollkommen überein, selbst in Bezug auf das kleine sekundäre Maximum im Juli.

[3]) Die absoluten Werte dieser Grösse sind allerdings stark abhängig von der Methode der Bestimmung derselben, aber die obige Reihenfolge dürfte davon nicht berührt werden. Wird die gleiche Methode angewendet,

Geschwindigkeit des Fortschreitens der Barometerminima (Kilometer pro Stunde)

	Jan	Feb	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug	Sept	Okt	Nov	Dez	Jahr
Vereinigte St	49.9	**51.3**	47.3	41.5	35.7	33.8*	36.0	34.6	36.5	40.0	43.2	**52.1**	41.8
Japan[1])	47.1	37.1	**43.8**	43.7	32.5	29.6	26.7*	28.0	31.7	43.3	40.0	**49.6**	37.8
Europ Russland	38.5	**41.1**	35.5	30.0	34.1	29.7	27.4*	29.7	30.8	36.6	36.6	36.9	33.9
N-Atlant Ozean	28.0	31.4	**31.7**	31.2	26.7	28.2	25.4*	26.2	27.7	30.1	**32.2**	29.5	29.0
Westeuropa	28.0	**28.9**	28.2	26.1	23.7	25.4	22.9	22.5*	27.8	**30.5**	30.0	28.9	26.9

Die jährliche Periode der Geschwindigkeit der Barometerminima ist auf der nördlichen Hemisphäre eine auffallend übereinstimmende. Am grössten ist die Geschwindigkeit im Februar und März, am kleinsten im Juni und Juli. Ein zweites Maximum macht sich mehrfach im Herbst oder erst im Dezember bemerkbar, während der Januar, man kann sagen fast konstant, eine Abnahme der Geschwindigkeit aufweist.

Die folgende kleine Tabelle enthält die Geschwindigkeiten im Mittel der Jahreszeiten, und zwar in Meter pro Sekunde, um dieselbe mit der Geschwindigkeit des Windes in der Umgebung der Minima unmittelbar vergleichbar zu machen. Die Zahlen für das Bering-Meer sind einer amerikanischen Publikation entnommen und wohl mit den übrigen nicht strenge vergleichbar. Auffallend ist, dass das Maximum der Geschwindigkeit im Bering-Meer auf den Sommer fallen soll und das Minimum auf Winter und Frühling[2]).

Mittlere Geschwindigkeit der Barometerminima auf ihrer Bahn
Meter pro Sekunde

	Vereinigte Staaten	Japan	Europäisch Russland	Nordatlant Ozean	Westeuropa	Bering-Meer
Winter	14.2	12.4	10.8	8.2	8.0	8.5
Frühling	11.5	11.1	9.2	8.3	7.2	8.5
Sommer	9.7	7.8	8.0	7.4	6.6	10.3
Herbst	11.1	10.6	9.6	8.3	8.2	9.3
Jahr	12.1	10.5	9.4	8.05	7.5	9.1

Die Depressionszentren schreiten demnach mit der Geschwindigkeit eines mässig starken Windes fort. Das sind aber Mittelzahlen. Zuweilen bleiben die Barometerminima auch einige Zeit stationär, oder schreiten mit wirklicher Sturmesgeschwindigkeit fort.

Die Abhängigkeit der Geschwindigkeit des Fortschreitens von der Richtung desselben in den Vereinigten Staaten zeigen folgende Zahlen (km pro Stunde):

Richtung	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
Geschwindigkeit	30.6	**51.4**	39.8	38.4	25.8	23.1	22.4	26.1 km
Häufigkeit	8	51	21	12	2	1	1	2

In den häufigsten Richtungen erfolgt auch das Fortschreiten am raschesten. Loomis führt speziell 13 Fälle aus drei Jahren an, in welchen die Minima

---

so scheinen die Jahresmittel sehr konstant zu bleiben, das zeigen wenigstens die letzten vier Jahre (1895—1898) in den Vereinigten Staaten.

[1]) Japan s. Knipping, Barometrische Minima in Japan. Met. Z. 1892. S. 281. Russland 9 Jahre (1878—1886) nach Leyst, Sresnewsky, Kiersnowsky. Nordatlantischer Ozean: Loomis. Westeuropa: van Bebber.

[2]) Dunwoody, Summary of the Intern. Met. Observ. Weather Bureau. Bulletin A. Washington 1893. pag. VI. Diese Ergebnisse beruhen auf einem ganz anderen Material, auch die Methode der Geschwindigkeitsbestimmungen war wohl eine andere. Die Mittel für die Vereinigten Staaten sind z. B. 48.3, für den Atlantischen Ozean 32.2, für Europa 29.0 km pro Stunde (Jahr).

mehr als 67 km pro Stunde (19 m pro Sekunde) zurückgelegt haben, in vier Fällen davon war die Geschwindigkeit 94 km (26 m) und in einem Falle 126 km (35 m). In Europa fand Bebber durchschnittlich 6 Fälle im Jahre, in denen die Geschwindigkeit 62 km (17 m) überschritten hat.

Einige der grössten mir bekannten Geschwindigkeiten sind: 12. Februar 1869 in England 22·3 m pro Sekunde; 16. Dezember 1869 und 10./11. November 1875 31·3 m, 12. März 1876 deutsche Küste 20 m, 25./26. August 1876 23 m, 2./3. Dezember 1876 22 m, 1./2. Januar 1877 26 m. Besonders bemerkenswert war das Minimum vom 12./13. März 1876, das in England 30 m, bei Hamburg selbst sogar über 34 m pro Sekunde erreichte. Die Windgeschwindigkeit war hier kleiner als die Geschwindigkeit des Fortschreitens des Barometerminimums (Übersichten der Witterung. 1877. S. 8). Die Barometerminima vom 20./21. und vom 29./30. Oktober 1880 in Norddeutschland erreichten auch grosse Fortpflanzungsgeschwindigkeiten. 20. 8^ha bis 2^hp 77·7 km = 21·6 m; 29./30. 8^h bis 8^h 74 km = 20·6 m. Die Teilminima am SW-Rande der grösseren Depressionen an den norwegischen Küsten nehmen oft sehr rasch an Tiefe zu und erreichen dann ungewöhnliche Geschwindigkeiten (verbunden mit schweren Stürmen).

Auf dem Festlande nimmt die Geschwindigkeit der Barometerminima mit ihrem Alter ab. Im Mittel von 9 Jahren war in Russland die Geschwindigkeit der Minima am 1. Tage 39·0, am 2. 32·2, am 3. 29·2 und am 4. 24·1 km pro Stunde. van Bebber fand, dass die Geschwindigkeit der Barometerminima zunimmt, wenn sie sich vertiefen, d. h. wenn der Luftdruck im Zentrum noch weiter sinkt. Barometerminima, deren Tiefe konstant bleibt, haben eine geringe Geschwindigkeit, eine noch geringere jene, welche sich rasch ausfüllen. Da die Depressionen über dem Kontinent im allgemeinen sich abschwächen, so steht dieses Resultat mit der Geschwindigkeitsabnahme derselben mit ihrem Alter in Russland in Übereinstimmung. Bemerkenswert ist aber, dass im Sommer die Cyklonen sich vertiefen, wenn sie von den Küsten gegen das Innere von Russland fortschreiten.[1])

6. Jährliche Periode der Häufigkeit der Barometerdepressionen. Dunwoody hat aus den internationalen Wetterkarten für die nördliche Hemisphäre die Häufigkeit jener Barometerminima zusammengestellt, welche entweder die ganzen Vereinigten Staaten, oder den ganzen Atlantischen Ozean oder ganz Europa durchzogen haben, also die Häufigkeit der langlebigen Cyklonen. Er findet dafür folgende Zahlen:

Mittlere Häufigkeit langlebiger Barometerdepressionen.

	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
Vereinigte Staaten	5·3	3·9	1·2	2·6	13·0
Atlantischer Ozean	8·0	3·9	4·2	5·9	22·0
Europa	6·0	3·9	1·8	3·6	15.3

Die längsten Wege legen die Depressionen demnach im Winter zurück, die kürzesten im Sommer.

In Russland ändert sich im Mittel von 6 Jahren die Häufigkeit der Baro-

[1]) In den kalten Monaten verlieren die Cyklonen an Tiefe, wenn sie von Westeuropa in Russland eintreten. Anders in den warmen Monaten Mai bis September. Die Cyklonen dieser Jahreszeit haben noch nicht ihre grösste Tiefe erreicht, wenn sie an den Grenzen von Russland anlangen, sie verstärken sich auf ihrer Bahn, gehen zumeist in das Innere von Russland, erreichen dort ihre grösste Tiefe und lösen sich dann schnell auf (Sresnewsky).

meterminima nach den Jahreszeiten in folgender Weise: Winter 23 5, Fruhling 17 6, Sommer 12 0, Herbst 22·3 (Jahresmittel 75 4) Der Winter hat rund doppelt so viele Barometerminima aufzuweisen, als der Sommer Die grossten Gegensatze sind Dezember mit 10·3 und August mit 3·5 Depressionen. In den Vereinigten Staaten (1882—1891) entfallen von 637 Barometerminima auf den Winter 31, Fruhling 26, Sommer 20, Herbst 23 Proz.

Die mittlere und grosste Tiefe der Minima ist nach den Jahreszeiten und nach den Ortlichkeiten sehr verschieden Die mittlere Tiefe der Barometerminima ist im Winter am grossten, im Sommer am kleinsten. In Russland z B ist dieselbe im Mittel von 6 Jahren im Winter 732, Fruhling 738, Sommer 741, Herbst 736 (Den Zahlen selbst kommt keine besondere Bedeutung zu, weil dieselbe von dem willkurlichen „Schwellenwert“ des Minimums abhangig ist). Sie ist am grossten uber dem Nordatlantischen Ozean und uber NW-Europa, nimmt von da nach Suden und Osten hin ab Uber dem Mittelmeer aber vertiefen sich die Barometerminima wieder, ebenso uber dem Schwarzen Meere Mitteleuropa und namentlich das Alpengebiet hat keine tiefen Barometerminima aufzuweisen, in letzterem sinkt der Barometerstand selten unter 740 mm, wahrend in NW-Europa selbst Minima unter 700 mm vorkommen [1])

Beim Eintritt in den Kontinent verflachen sich fast stets die Barometerminima und schwachen sich landeinwarts immer mehr ab

Während die Alpen, deren Kamm im wesentlichen nahezu von W nach E verlauft, selten von Barometerminimis (von Suden nach Norden) uberschritten werden, werden die hohen Gebirge und Plateaus im Westen Nordamerikas, die sich von N nach S erstrecken, haufig von den Depressionen des Pacifischen Ozeans uberschritten (Richtung West nach Ost). Sie legen zuweilen den Weg von San Francisco nach Cheyeme in 1 Tag zuruck, was 64 km pro Stunde entspricht [2]) Die folgenden Fig 53 und 54 zeigen das Fortschreiten der Barometerminima von der Pacifischen Kuste quer uber die Rocky Mountains und die hohen Plateaus im Westen der Vereinigten Staaten bis in das Mississippithal. Die den Namen beigeschriebenen Zahlen geben die westliche Lange (Gr) der Stationen an Das Minimum vom 22 bis 27 Februar 1873 befindet sich am 24. mittags etwa unter 122 4° westl L, in der Nacht vom 26/27 in 92 1 westl L, hat also in 2½ Tagen 30 3 Langengrade, pro Tag also mehr als 12 Langengrade zuruckgelegt Das Minimum vom 3. bis 8 Marz legte denselben Weg in ca 2 Tagen zuruck Es zeigt sich keine Verzogerung beim Uberschreiten der Plateaus und Gebirgskamme Dies beweist, dass (diese) Luftwirbel ihren Sitz in hohen Regionen haben, jedenfalls uber 4 km

7. Allgemeines uber den Windwechsel und die Witterungsanderungen beim Vorubergang einer Barometerdepression Beim Fortschreiten eines Barometerminimums folgt das von demselben erzeugte cyklonale Windsystem demselben nach und ebenso schreiten die in dessen Umkreise herrschenden Wetterlagen mit der Depression fort Letztere werden aber durch Gebirge wesentlich modifiziert; auch die Herkunft der Winde, ob vom Lande oder vom Meere, hat auf

---

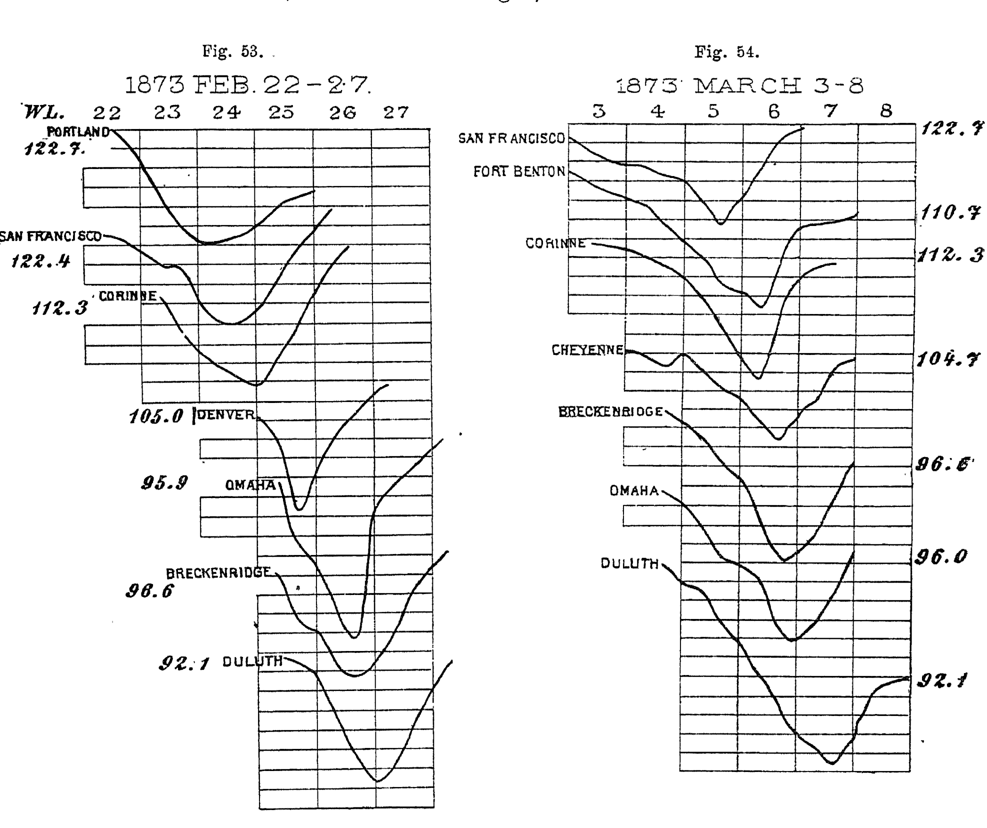
[1]) Die folgende Tabelle der Haufigkeit der Barometerminima verschiedener Tiefe in den Vereinigten Staaten ist von einigem Interesse (Russell)

Tiefe der Minima	727	732	734	736	739	742	744	747	749	752	754	757	759	762	764 5	767
Mittlere Häufigkeit	0 2	0 4	0 9	0 8	1 6	3 2	5 0	8 2	12 8	16 0	17 4	17 8	10 9	3 1	1 5	0 2

[2]) Loomis, Contributions 9 und 13 Paper

deren Eigenschaften grossen Einfluss, wie die Unterschiede der Windrosen in Westeuropa und Ostasien oder Ostamerika schon gezeigt haben.

Die Fig. 55 (S. 506) stellt ein Barometerminimum dar mit den dasselbe umkreisenden Winden und Witterungszuständen, welch letztere später spezieller in Betracht gezogen werden. Dieses Minimum schreite etwa von Südwest nach Nordost fort. Die Drehung der Windfahne an einem fixen Orte, welcher in den Bereich des Minimums kommt, wird davon abhängen, ob derselbe in die Bahn des Zentrums



Barometrische Wellen, die von der kalifornischen Küste kommend die Sierra Nevada und das Felsengebirge überschreiten. Nach Loomis.

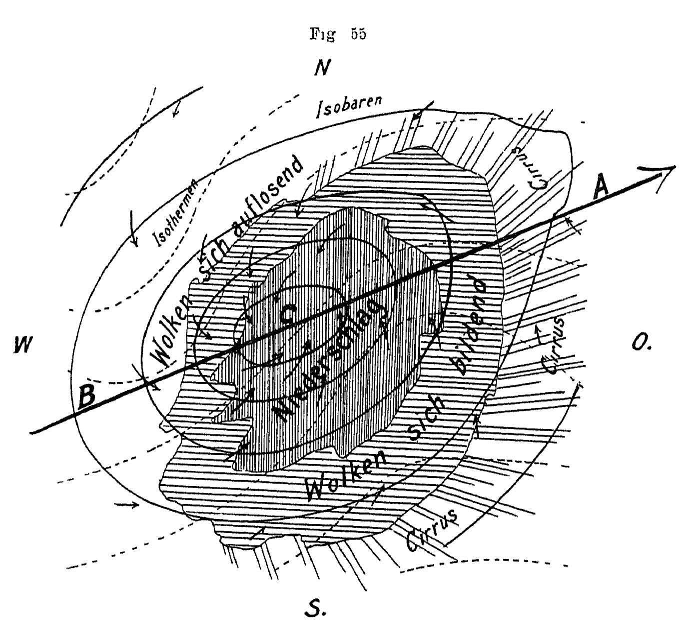
selbst zu liegen kommt, oder ob über denselben die rechte oder die linke Seite des Wirbels hinweggeht. Im ersteren Falle kommt der Ort nach und nach relativ zum Wirbel in die Lagen A, C, B und das Herannahen der Depression wird sich durch eine Drehung der Windfahne nach SE bemerkbar machen. Je nach der Steilheit der Gradienten wird der SE sich verstärken bis in die Nähe des Zentrums der Depression, wo Windstille herrscht. Die Dauer der Windstille hängt ab von dem Durchmesser des windstillen Raumes. Bei den Depressionen der aussertropischen Breiten ist dieser windstille zentrale Raum selten abgegrenzt vorhanden, wohl aber bei den Cyklonen der Tropen, bei welchen der Luftwirbel viel regelmässiger ausgebildet ist. Nach Vorübergang des Zentrums springt die Windfahne unvermittelt

von SE nach NW Der Nordwest setzt sogleich mit voller Starke ein und flaut ab mit zunehmender Entfernung der Depression.

Anders verhalt es sich, wenn der Ort auf die rechte Seite des fortschreitenden Wirbels zu liegen kommt Die Windfahne dreht sich dann, wie man sieht, von SE über S und SW nach W und NW Bleibt aber der Ort auf der linken Seite des Wirbels, so dreht sich der SE nach E, NE und N und NW

Mit anderen Worten Auf der rechten Seite der Barometerdepression dreht sich bei Vorubergang derselben die Windfahne mit der Sonne, auf der linken Seite aber gegen die Sonne Die Drehung der Windfahne im Halbkreise ist um so vollstandiger, je naher die Depression am Orte voruberzieht Die erstere Drehung des Windes nennt man gewohnlich auch die regelmassige Drehung, weil sie in mittleren Breiten die haufigste ist Man sieht, dass das sogenannte Dove-sche Drehungsgesetz nur fur Orte gilt, die zumeist auf der rechten Seite der voruberziehenden Depressionen bleiben, nicht aber fur Orte, die auf die linke Seite der Depression zu liegen kommen Die zahlreichen Belege, die Dove zur Begrundung des Drehungsgesetzes des Windes beigebracht hat, stammen von Orten, die in der Regel der rechten Seite der voruberziehenden Barometerminima angehören Fur ganz West- und Mitteleuropa, die Vereinigten Staaten etc gilt dies auch im allgemeinen in der Mehrzahl der Falle Dagegen nicht fur Island und Ostgronland, sowie fur das nordliche Kanada, die zumeist links von den Bahnen der nordatlantischen Depressionen bleiben

Fig 55



Winde und Witterung in der Umgebung eines Barometerminimums

In Wien dreht sich die Windfahne auch zuweilen von NE uber N nach NW, wenn ein Barometerminimum uber der nordlichen Adria auftritt und nach NE uber Ungarn fortschreitet Da aber die in NW voruberpassierenden Minima viel haufiger sind, bildet in Wien diese „retrograde“ Drehung der Windfahne mehr nur eine Ausnahme Fur Island und Ostgronland ist sie dagegen Regel

Folgt im Rucken einer abziehenden Depression eine zweite (wie dies in Fig 52 im Westen von Irland schon angedeutet), so geht der Wind von NW wieder nach W ja bis SW und S zuruck Dieses Zuruckdrehen des Windes deutet demnach den Beginn einer neuen Witterungsanderung an [1])

[1]) Als allgemeine Regel gilt, dass der Wind mit der Sonne herumgeht Thut er dies nicht oder „krimpt“ er, so steht mehr Wind oder schlechtes Wetter bevor Jedermann an der Nordseekuste weiss einen Krimper, d h einen von SW durch S nach SE gegen die gewohnliche Drehung herumlaufenden krimpenden Wind als

Auf der südlichen Hemisphäre dreht sich die Windfahne auf der linken Seite der nach Osten hin fortschreitenden Depressionen mit der Sonne, entsprechend dem Doveschen Drehungsgesetz; umgekehrt auf der rechten Seite. Bei Depressionen, die im allgemeinen eine westöstliche Bahn verfolgen, und das ist ja in den aussertropischen Breiten beider Hemisphären die Regel, kann man das Verhältnis kurz so fassen:

Auf der Äquatorseite der Depressionen dreht sich der Wind mit der Sonne, auf der Polarseite gegen die Sonne.[1] Da die Beobachtungsorte der südlichen Halbkugel, von denen Dove Belege für sein Drehungsgesetz beibringen konnte, im Mittel sämtlich auf die Äquatorseite der wandernden Barometerminima zu liegen kommen, so ergab sich auch für die südliche Hemisphäre eine volle Bestätigung seines Gesetzes. Es ist dies eine eindringliche Warnung, vor unvollständigen Induktionsschlüssen sich in acht zu nehmen.

8. Die Änderungen der meteorologischen Elemente oder der Witterungswechsel beim Vorübergang einer Barometerdepression.

Die Drehung der Windfahne bei der Annäherung und beim Vorübergang einer Barometerdepression wird auch von Änderungen der andern meteorologischen Elemente, Temperatur, Feuchtigkeit, Bewölkung und Niederschläge begleitet. Diese Änderungen werden durch die meteorologischen Windrosen beiläufig angegeben, von denen früher S. 487 Beispiele gegeben worden sind. Da aber diese Windrosen nicht bloss für die Winde in der Umgebung einer Barometerdepression berechnet worden sind, sondern aus allen Daten eines bestimmten Elementes, die bei derselben Windrichtung zur Beobachtung gekommen sind, so sind diese Mittelwerte kein reiner Ausdruck für die Witterung in bestimmten Teilen einer Depression. Die Witterung in den verschiedenen Sektoren einer Barometerdepression ist von Hildebrandsson für Upsala, von Åckerblom für Thorshavn und Wien, von Krankenhagen für Stettin, Doerry für Magdeburg etc. berechnet worden. Die spezielleren Ergebnisse dieser Berechnungen sollen später teilweise mitgeteilt werden, zunächst mag eine allgemeine Beschreibung des Wetterwechsels beim Vorübergang einer Barometerdepression besser am Platze sein.

Luftdruckänderungen. Zieht man durch das Zentrum eines Barometerminimums senkrecht auf die Richtung des Fortschreitens desselben eine Linie, so scheidet dieselbe das Depressionsgebiet in zwei Teile. Im vorderen Teile sinkt der Luftdruck, im hinteren Teile steigt er. Auch für die Witterung in der Umgebung des Minimums ist diese Trennungslinie eine Scheide.

Ein Barograph verzeichnet beim Vorübergang einer Barometerdepression ein barometrisches Thal, wie in Fig. 53 und 54, das um so steilere Wände hat, je näher am Orte das Zentrum vorübergegangen ist, je tiefer die Depression war und je rascher sie vorübergegangen ist.

Beim Vorübergang tropischer Cyklone gleicht die Barographenzeichnung dem Querschnitt eines steilen Trichters mit sehr symmetrischen Seiten (Beispiele dafür

einen gefährlichen zu würdigen, der bald nach strömenden Regen plötzlich wieder durch S nach W zurückkehrt und dann häufig nach NW „ausschiesst", begleitet von Gewittern und Hagelböen und dann meist aufklarendem Himmel.

Die veering winds der Engländer sind die mit der Sonne regelmässig sich drehenden, die backing winds die umgekehrt drehenden.

[1]) Während die Regel, dass der Wind sich auf der rechten Seite mit der Sonne dreht, auf der linken gegen die Sonne, von der Bewegungsrichtung des Wirbels unabhängig ist, aber nur auf die nördliche Hemisphäre passt, gilt dieselbe für obige Fassung natürlich nicht mehr. Auf der südlichen Hemisphäre dreht sich ja der Wind auf der linken Seite des Wirbels mit der Sonne.

werden folgen) Bei den gewohnlichen Depressionen der hoheren Breiten, die ja in Wirklichkeit eine sehr unregelmassige Gestalt haben und sich auch unregelmassig fortbewegen, sind die Barogramme auch sehr verschiedenartig.

Man hat die Anderungen des Luftdruckes berechnet, welche innerhalb 24 Stunden dem Eintritt einer jeden der 8 Windrichtungen vorausgegangen sind und erhielt so folgende Zahlen

Anderung des Luftdruckes innerhalb 24 Stunden (Winter)

	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
Westeuropa, ca 53° nordl Br	3 8	2 2	0 1	—1 9	—3 0	—1 9	1 4	3 9
Ostliches Nordamerika, ca 43° nordl Br	3 2	—4 0	—6 8	—8 9	—7 8	—4 4	0 5	5 4
Island (Jahr), ca 65° nordl Br	3 3	—1 6	—4 3	—6 0	—4 4	—3 6	2 6	3 2

In Westeuropa entspricht dem Sudwind, in Ostamerika und Island dem SE das rascheste Fallen, also die rascheste Annaherung, dem NW das rascheste Steigen des Barometers, also die rascheste Entfernung der Depression Mit Rucksicht auf den mittleren Winkel zwischen Gradient und Windrichtung (60—70°) entspricht das starkste Fallen des Barometers der Lage des Minimums im Westen, das rascheste Steigen der Lage desselben im Osten des Beobachtungsortes Die Anderungen des Luftdruckes sind um so grosser, je rascher die Barometerdepression fortschreitet Dies zeigt sich in den Zahlen fur Nordamerika, wo die Geschwindigkeit der Depressionen viel grosser ist als in Europa und damit auch alle Wetteranderungen rascher vor sich gehen [1])

Anderungen der Temperatur, Feuchtigkeit und Bewolkung Auf der Aquatorseite einer Barometerdepression bringt die Annaherung derselben Winde aus niedrigeren Breiten, kurz aquatoriale Winde, mit hoherer Temperatur, zunehmendem Dampfdruck und Feuchtigkeit und zunehmender Bewolkung (wenn der Ort nicht auf der Leeseite eines Gebirges liegt) Dies sind die Erscheinungen im vorderen Teile einer Depression

Im hinteren Teile der Depression mit steigendem Luftdruck stellen sich polare Winde ein, welche eine Erniedrigung der Temperatur und damit auch Abnahme des Dampfdruckes und Aufbrechen der Wolkenecke, Aufklarung, bringen

Bleibt ein Ort auf der Polarseite einer voruberziehenden Depression, so sind die Anderungen von Temperatur und Feuchtigkeit ziemlich die entgegengesetzten, da der Wind von SE uber E nach NE und N geht (auf der nordlichen Halbkugel), also Winde aus hoheren Breiten herbei gezogen werden, die Abkuhlung bringen

9 Wolkendecke und Niederschlage im Gebiete einer Barometerdepression Das Gebiet einer Barometerdepression wird in der Hohe von einer ausgedehnten Wolkendecke eingenommen, die namentlich auf der Vorderseite und in jenem Sektor (SE auf der N-Hemisphare), wo die aquatorialen Winde einstromen (und aufsteigen), weit ausgebreitet ist Im Innern der Depression und an der Front fallt Regen oder Schnee Die Regenarea hangt aber in hohem Grade von der Herkunft der Winde ab In Westeuropa ist die Sudseite und Westseite regenreicher, im ostlichen Nordamerika die Ostseite, weil die Ostwinde dort vom Lande, hier von der See kommen Auf der Nordseite der Alpen sind die SE- und S-Winde, die uber das Gebirge kommen, trocken, die Niederschlage beginnen erst bei W und dauern bei NW gesteigert fort, umgekehrt verhalt es sich auf der Sudseite der Alpen Im allgemeinen bringen uberall, auch in Depressionsgebieten, die im Gebirge aufsteigenden Winde Regen, die vom Gebirge herabkommenden Aufklarung

Mit dieser Einschrankung zeigt die Fig 55 auf S 506 auch die allgemeinen Verhaltnisse der Wolken- und Regenbildung uber einer Barometerdepression

Die Aufeinanderfolge von Wind und Wolken fur einen Beobachter, auf dessen Nordseite eine Cyklone vorubergeht, ist folgende Cirrostratus und Hofe erscheinen am vorher blauen Himmel Der Wind kommt von SE Allmahlich senken sich die Wolken und werden dichter, sobald sie in Strato-Cumulus ubergehen giebt es Regen, wahrend der Wind sich stetig nach SW gedreht hat Die ganze

---

[1]) Segelhandbuch für den Atlantischen Ozean 1885 S 100

Zeit über war das Barometer fallend, dann plötzlich, gerade wenn dasselbe seinen niedrigsten Stand erreicht hat, kommt ein heftiger Windstoss, eine Böe, während welcher der Wind plötzlich 3 bis 4 Punkte nach rechts springt, von SW bis W und NW. Fast sogleich darauf, wenn nicht das Zentrum sehr nahe ist, nehmen die Wolken die Form des Cumulo-Nimbus an und dann die zerstreuter Cumuli, bis der Himmel wieder vollkommen blau ist. Die Witterungsänderung erfolgt unmittelbar beim Durchgang durch die tiefste Luftdruckfurche (trough) sozusagen für alle Beobachter.

Abercromby nennt dies das „Trogphänomen" der Cyklone. Unter „Trog" ist die Linie verstanden, welche die Punkte niedrigsten Luftdruckes beim Vorübergang einer Cyklone verbindet. Das „Trogphänomen" wird durch das Fortschreiten derselben verursacht. Bei den britischen Cyklonen ist dasselbe auf der Südseite stärker ausgeprägt als auf der Nordseite.

Eine Cyklone hat also eine doppelte Symmetrie — bezüglich eines Punktes, des Zentrums und bezüglich einer Linie. Die Regenarea, der Wolkenschirm, die allgemeine Windrotation sind zum Zentrum symmetrisch; die Temperatur, die relative Feuchtigkeit, der Charakter der Wolken und eine eigentümliche Folge von Windstössen oder Böen haben nichts zu thun mit dem Zentrum, sondern nur mit der Vorder- oder Rückseite der Cyklone, der „Troglinie". Je grösser die Geschwindigkeit des Fortschreitens der Cyklone ist, desto energischer treten die Trogphänomene auf.

Das Wetter auf der linken Seite einer Barometerdepression ist verschieden von dem auf der rechten Seite, wie wir es in Europa zumeist erfahren. Der Wind dreht sich während des Vorüberganges gegen den Uhrzeiger, die Wolkendecke ist eine graue Nimbusschicht. Sehr selten bemerkt man hier den plötzlichen Wechsel von regnerischem zu klarem Wetter, wie er auf der rechten Seite gewöhnlich ist. Indem das Zentrum vorüberzieht, gehen die Formen der Oberwolken allmählich in Bänke von dunklem Stratus über, welche oft mehr von einer Zunahme als einer Abnahme der Trübung der Atmosphäre begleitet sind. Auf der Rückseite fehlen die kühnen Formen der Cumuluswolken und die Böenwolken, die Cirruswolken, sind meist beinahe oder völlig verschwunden (Cl. Ley).

Die Verteilung von Regen, Wolken und Wetter im allgemeinen beschreibt Abercromby so (vergleiche die Fig. 55)[1]:

Eine Regenarea, umgeben von einem ringförmigen Wolkenrand, ist mit jeder Cyklone verbunden. Die Regenarea ist nicht genau konzentrisch mit den Isobaren, sondern erstreckt sich gewöhnlich in Front weiter vom Zentrum als auf der Rückseite. Aber Regen wie Wolkenkranz beziehen sich unzweideutig auf das Zentrum. Bemerkenswert und sehr auffallend ist es aber, dass die Art und der Charakter der Wolken und die relative Wärme und Feuchtigkeit der Luft nicht direkt zusammenhängen mit der Lage des Ortes gegen das Zentrum, sondern gegen die Vorder- oder Rückseite einer Linie, welche durch das Zentrum mehr oder minder senkrecht auf die Richtung des Fortschreitens der Depression gezogen wird und längs welcher das Fallen des Barometers in das Steigen übergeht, welche also der Sohle des barometrischen Thales oder der Druckwelle entspricht. Das Wetter in Front dieser Linie ist warm, dunstig und feucht, auf der Rückseite kalt und trocken. Der Effekt ist, dass, wenn eine Cyklone an einem Beobachter vorüberzieht, derselbe einen plötzlichen Wechsel von warmem und feuchtem zu kaltem und trockenem Wetter erfährt in dem Moment, wo das barometrische Thal über ihn hinzieht.

Ein dünner Ring von Cirro-Stratus mit Halophänomenen umgiebt die ganze Aussenseite des vorderen Randes der Hauptmasse des Wolkenschildes, aber auf der Rückseite desselben fehlt diese Wolkenschicht fast ganz. Alle Wolken in Front der Druckrinne sind mehr oder weniger Schichtwolken, Cirro-Stratus und Strato-Cumulus, während sie auf der Rückseite den Cumulusformen angehören.

Im südlichen Teile des barometrischen Wellenthales giebt es eine lange Folge von Böen und eine sehr viel plötzlichere Drehung des Windes, als man nach der Symmetrie der Cyklone erwarten möchte. Anstatt dass der Wind stetig sich von SE nach NW dreht, springt er beim Vorübergang der Rinne oft plötzlich von SSW nach WNW und dreht alsdann sich mehr allmählich weiter.

Aufeinanderfolge der charakteristischen Wolkenformen in einer Barometerdepression. Lange vor dem Herannahen des eigentlichen Depressionsgebietes erscheinen in der Himmelsgegend, in welcher dasselbe sich befindet, Cirrus- oder Cirro-Stratuswolken, oft schon bevor noch das Barometer zu fallen beginnt, und bevor auch sonst noch irgend ein Anzeichen die Annäherung eines Barometerminimums verrät. Diese Cirrus- und Cirro-Stratusschicht geht der Depression auf ihrer Vorderseite auf Hunderte von Kilometern voraus, sie ist in dieser Richtung am weitesten verbreitet.

Rückt die Cyklone näher heran, so verdichten sich die cirrösen Gebilde zu dem Cirro-Stratus (Schleierwolke), welcher als nahezu zusammenhängende, aber immer noch zarte weisse Schicht das Himmelsgewölbe überzieht. In dieser Wolke zeigen sich am häufigsten die grossen Ringe um Sonne oder Mond, mit 22—46° Halbmesser, welche der Brechung und Reflexion des Lichtes durch Eiskrystalle ihre Entstehung verdanken.

Noch näher dem Zentrum der Cyklone bilden die hohen, aber an Mächtigkeit zunehmenden Wolken eine ganz zusammenhängende gleichförmige grauweisse Schicht, durch welche man die Sonne zuweilen eben noch als Lichtfleck erkennt, in der aber keine Ringe mehr auftreten. Es ist dies der Alto-Stratus. Zuweilen erscheinen unter demselben schon Fetzen von niedrigen Wolken (Fracto-Nimbus), welche dann den nahe bevorstehenden Regen andeuten.

---

[1] Bezieht sich zunächst auf das Auftreten einer Cyklone in England.

Darauf folgt dann die eigentliche graue Regenwolke, Nimbus, welche dem Auge den Anblick der hoheren Wolken entzieht Der in dieser Weise auftretende Regen ist gewohnlich ziemlich gleichformig, langsam zu grosser Intensitat sich steigernd, wenn der mittlere Teil der Depression den Ort selbst passiert

In der Regel nimmt der Regen ein plotzliches Ende in der Aufklarungslinie (der Troglinie) bei steigendem Barometer Meist ist aber dieses plotzlich eintretende gute Wetter von keiner Dauer, es folgt die Region der Boen, kurze kraftige Regen- oder Graupelfälle aus Lagern von Strato-Cumulus oder aus Cumuli selbst, zwischen denen schon dunkelblauer Himmel erscheint Das sind die Wolken der Ruckseite der Barometerdepression (Nach Sprung)

10 Vertikale Luftzirkulation in einer Cyklone, angezeigt durch die Wolkenformen Der aufsteigenden Luftbewegung einer Depression geht gewohnlich eine fallende Luftbewegung voraus, welche, wie Moller am Mont Blanc beobachtet hat[1]), ausserhalb der Depression bis uber 5 km, wahrscheinlich bis zur Basis der Cirruswolken, hinaufreicht Durch die erwarmende Wirkung dieses Fohnwindes verdampfen zunachst die Wolken in 3—5 km Hohe, spater auch die Wolken in 1—3000 m, ebenso auch der Nebel. Man gewinnt den Eindruck, als ob die Wolken sich senken wurden. Alsdann erscheinen die ersten Cirruswolken, spater Cirro-Stratus und auch die „Teppichwolke", so dass nun auch in mittelhohen Lagen von 5 km aufwarts die Wolkenbildung beginnt Vielleicht sind wir aber schon in das Gebiet stark cyklonal gekrummter Isobaren eingetreten, wo die unteren Winde der Depression zentral Luft zufuhren, welche vom Wirbel in die Hohe gezogen wird, weil ihr Rotationsmoment zu klein ist, um das Wirbelzentrum vermoge ihrer Zentrifugalkraft zu fliehen

Derartig durch Reibung am Erdboden verzogerte Schichten beginnen nun, Nimbuswolken bildend, auch aufwarts zu steigen Zwischen diesen „passiven" Wolken und den „aktiven" Oberwolken verbleibt dann noch eine Weile hindurch ein wolkenfreier Zwischenraum, in welchem der zur Depression sich bewegende Luftstrom noch immer sinkt, wahrend schon uber und unter demselben aufsteigende Luftstrome und Wolken entstanden sind Nahe dem Zentrum beginnt aber auch hier die Luft emporzusteigen, so dass nun die ganze Luftsaule von oben bis unten mit Wolken erfullt ist, von denen die unteren passive, die oberen aktive Wolken sind (Moller)

B. Die Verhaltnisse oberhalb der Erdoberflache Anderung der Windrichtung mit der Hohe. Die Luftzirkulation oberhalb einer Barometerdepression John Allan Broun hat schon im Jahre 1849 bei der Bearbeitung seiner meteorologischen Beobachtungen zu Makerstoun in Schottland eine wichtige gegenseitige Beziehung zwischen der Richtung der unteren und der oberen Luftstromungen aufgefunden. Er konnte den bemerkenswerten Satz aufstellen: Stellt sich ein Beobachter mit dem Gesicht gegen den Wind, so kommen die Wolken aus einer Himmelsgegend zur Rechten des Windes und der Winkel wird um so grosser, je hoher die Wolken sind. (Auf der sudlichen Hemisphäre sind die Wolken nach links gegen den Unterwind abgelenkt, wie sich spater namentlich aus den Beobachtungen Abercrombys ergeben hat)

Als mittlere Richtungen berechnete Broun fur Makerstoun[2])

Niveau	Windrichtung	Unt Wolken Cumuli inbegriffen	Cirro-Stratus	Cirrus	Differenz
Richtung	W 21° S	W 7° S	W 2° N	W 9° N	30° n rechts

[1]) Met Z XXVIII 1893 S 290 — Sprung ebenso nach Eiffelturmbeobachtungen Met Z XXVII 1892 S 471

[2]) Makerstoun Observations Vol XIX P II Edinburgh 1849

Später hat Broun aus den Beobachtungen zu Greenwich, Makerstoun und Dublin in den Jahren 1843—1846 den Verlauf der Isobaren in den einzelnen Monaten berechnet und deren Richtung mit der mittleren Windrichtung verglichen. Er fand als mittlere Richtung der Isobaren W 1° S, als mittlere Windrichtung W 21° S. Die mittlere Windrichtung lässt demnach die Isobaren zur Rechten liegen und ist um einen Winkel von 20° nach einwärts gegen die Richtung des niedrigeren Druckes hin gerichtet.

Bestimmt man aus der Abweichung des Zuges der höheren Wolken gegen die untere Windrichtung die mittlere Richtung der bewegten Luftmassen (siehe oben), so erhält man für dieselbe nahezu W 1° S, also übereinstimmend mit der Richtung der Isobaren. Daraus ergiebt sich der Satz[1]):

„Die mittlere Richtung der Isobaren und jene der bewegten Luftmassen sind nahezu dieselben.“

Der Übergang von der Windrichtung an der Erdoberfläche zur Richtung der höheren und höchsten Wolken ist demnach ein allmählicher; die Windrichtungen folgen mit der Höhe sozusagen schraubenförmig auf einander, wie folgende Differenzen der Richtungen dies am besten zeigen:

Cumulus-Wind $14^1/_2{}^0$, Cirrostratus-Wind 23°, Cirrus-Wind 30°,
Cumulus-Wind $14^1/_2{}^0$, Cirrostratus-Cumulus 9°, Cirrus-Cirrostratus 7°.

Abercromby hat durch zahlreiche Beobachtungen in den Tropen beider Hemisphären diese Sätze bestätigt. Auf der südlichen Halbkugel kommen die Wolken zur linken des Unterwindes; wie das auch schon die Wolkenbeobachtungen von G. Neumayer zu Melbourne (1858—1863) ergeben haben.

Die obigen Relationen zwischen den Richtungen der Isobaren und der Richtung des Wolkenzuges beziehen sich auf mittlere Verhältnisse, also auf mehr oder weniger geradlinig verlaufende Isobaren. Für krummlinige Isobaren oder geschlossene Systeme von Isobaren (Barometerminima und -Maxima) haben zuerst Cl. Ley und Hildebrandsson die Richtungen des Wolkenzuges und damit die Richtungen der höheren Luftströmungen festgestellt.

Die wichtigsten Ergebnisse der Untersuchung von Cl. Ley sind in der nachfolgenden Tabelle enthalten.[2])

Windrichtungen an der Erdoberfläche und in der Cirrusregion um eine Barometerdepression, ausgedrückt durch den Ablenkungswinkel des Windes von der Richtung des Gradienten.

Sektor der Depression	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
Zahl der Beobachtungen (Prozent)	5	13	14	20	21	16	7	4
Ablenkungswinkel an der Erdoberfläche	63	53	53	54	65	75	78	80
„ im Cirrusniveau	83	**146**	**143**	**124**	98	76	**93**	**102**
Differenz	20	93	90	70	33	1	15	22

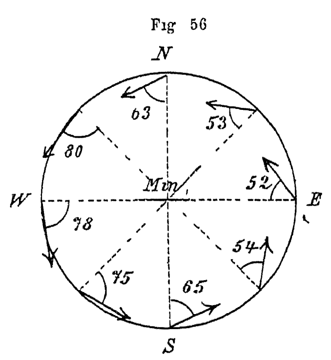
[1]) J. A. Broun, On the Mean Directions and Distribution of the Lines of equal barometric Pressure and their Relations to the Mean Direction and Force of the Wind over the British Isles. Proc. Royal Soc. Vol XXV. Dez. 1876. Eingehendes Referat in Zeitschrift f. Met. XIII. 1878. S. 232. Nach Broun hat zuerst Clement Ley die Abweichung des Wolkenzuges zur Rechten des Windes neuerdings ausgesprochen: Laws of the Winds prevailing in Western Europa. Part I. London 1872. Auch Hildebrandsson hat diesen Satz selbständig wieder gefunden. Atlas des mouvements supérieures de l'atmosphère. Stockholm 1877. S. 14.

[2]) Clement Ley, The Relations between the Upper and Under Currents of the Atmosphere around Areas of barometric Depressions. Quart. Journ. R. Met. Soc. III. 1877. pag. 437.

Die erste Kolumne enthalt die Zahl der Beobachtungen in den verschiedenen Sectoren in Prozenten der Gesamtzahl (2194) ausgedruckt, die zweite den Ablenkungswinkel des Windes von der Richtung des Gradienten, die dritte denselben in dem Niveau der Cirruswolken, also rund oberhalb 7 km von der Erdoberflache Wenn der Ablenkungswinkel grosser ist als 90 Grad, fliesst die Luft von der Gegend niedrigen Druckes an der Erdoberflache nach aussen ab, ein Winkel von 180 Grad wurde eine Richtung direkt gegen die des unteren Gradienten bedeuten

Auf der West-, Nordwest- und Nordseite einer Depression, also auf der Ruckseite der Depression, sind (in England) die Cirruswolken selten zu sehen Sie treten am haufigsten auf an der Vorderseite derselben Der Mangel an Cirren auf der Ruckseite einer Depression kann nicht in der Seltenheit dieser Situation in England, noch auch in den Bewolkungsverhaltnissen (tieferen Wolken) liegen, sagt Ley Er ist geneigt, dieselbe auf eine nach abwarts gerichtete Komponente der Windbewegung in diesem Teile der Cyklonen zuruckzufuhren (wobei die Kondensationsprodukte sich wieder auflosen)

Fig 56



Ablenkungswinkel der Windrichtung vom Gradienten in der Umgebung eines Barometerminimums nach Cl Ley

In der ganzen Umgebung einer Barometerdepression sind die oberen Windrichtungen in der Cirrusregion (durch den Zug der Cirruswolken angezeigt) starker von der Richtung des Gradienten abgelenkt als die Winde an der Erdoberflache

Die Ablenkung uberschreitet fast in allen Sektoren den Winkel von 90°, ist also nach auswarts gerichtet, am meisten ist das der Fall auf der NE-, E- und SE-Seite Die Luft entfernt sich demnach in der Hohe der Cirruswolken, also in der Hohe von mehr als 7—8 km, von dem Zentrum niedrigsten Druckes an der Erdoberflache Am starksten findet dieses Ausfliessen der Luft in der Hohe auf der Vorderseite der Depression statt. Hier ist die nach auswarts gerichtete Komponente der Bewegung am grossten, wie die Grosse der Ablenkungswinkel zeigt.[1])

Auf der Ruckseite einer Depression stimmen die unteren und oberen Windrichtungen am meisten uberein, auf der Vorderseite herrscht unten ein starkeres Einstromen der Luft gegen das Zentrum, oben dagegen fliesst die Luft vom Zentrum ab. Die Luftbewegungen gleicher Richtung um eine Barometerdepression haben auf der Ruckseite die grosste vertikale Machtigkeit, auf der Vorderseite die kleinste Ley schatzt die mittlere Hohe der sudostlichen Winde als nicht halb so gross als die der nordwestlichen auf der Ruckseite, selbst wenn man annimmt, dass letztere uber die Cirrusregion nicht hinaufreichen

Zu bemerken ist noch, dass die Richtung der oberen Stromungen auf der linken Seite der Bahn des Minimums ziemlich unbestimmt bleiben

Lokale Depressionen, wenn auch sehr tiefe, beeinflussen die Cirrusbewegung nicht, grosse Depressionen, auch wenn sie sehr leicht sind, haben dagegen zu allen Jahreszeiten einen Einfluss auf die oberen Stromungen. Ley fand ferner keine

---

[1]) Die aufsteigende Komponente der Bewegung in dem cyklonalen Luftwirbel giesst, sozusagen, im Cirrusniveau die unteren Luftmassen in die allgemeine ostliche Drift (der aussertropischen Breiten) aus Besonders stark ausgepragt tritt dies bei den Cyklonen der Vereinigten Staaten auf, wie Bigelow aus den Wolkenbeobachtungen des Wetter-Bureau 1896/97 nachgewiesen hat

Beziehung zwischen einer Vertiefung eines Barometerminimums oder einer Verflachung und Ausfüllung desselben mit der Intensität und Richtung der oberen Strömungen (der Bewegung der Cirruswolken).

Den Satz, dass die Luft in der Cirrusregion von der Gegend niedrigeren Druckes an der Erdoberfläche sich entfernt, hat zuerst Hildebrandsson gefunden (Essai sur les courants supérieurs de l'Atmosphère. 1875).

Eine weitere Vertiefung unserer Kenntnisse über die Luftströmungen oberhalb einer Barometerdepression (und eines Barometermaximums) und damit über die Natur dieser Gebilde überhaupt verdanken wir gleichfalls H. H. Hildebrandsson in Upsala und den Wolkenbeobachtungen am Observatorium Blue Hill des Hrn. Rotch bei Boston, welche Helm Clayton so eingehend bearbeitet und diskutiert hat. Åkerblom hat dann noch die Beobachtungen der Cirruswolken in Mitteleuropa ergänzend in gleicher Richtung verwertet.[1]

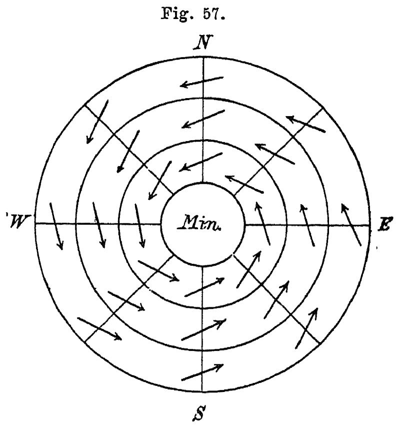
Die Ergebnisse der Cirrusbeobachtungen in Schweden werden am besten in der Form der nebenstehenden Diagramme hier mitgeteilt.

Der Zug der unteren Wolken steht nahezu senkrecht auf der Richtung des Gradienten und verläuft also parallel mit der Tangente an die Richtung der Isobaren. An der Vorderseite (Ostseite der Depression) ist die Windrichtung in diesem Niveau sogar schon etwas nach auswärts gerichtet.

Dies ist aber im Cirrusniveau geradezu die Regel, nur in der näheren Umgebung des Zentrums der Barometerdepression und auch auf der Rückseite findet noch ein Einströmen statt.

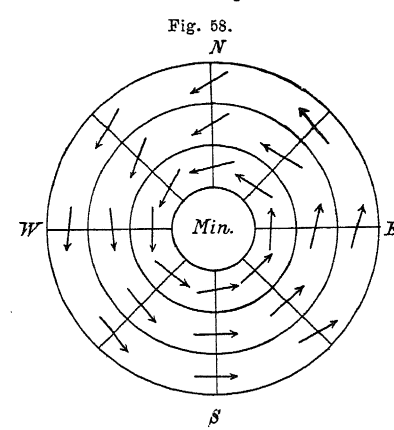
Die Figuren demonstrieren ferner den schon erwähnten Satz, dass auf der Rückseite der Depression in allen Niveaus die grösste Übereinstimmung in der Richtung der Luftströmungen besteht, auf der Vorderseite aber die oberen Luftströmungen die unteren so ziemlich im rechten Winkel kreuzen.

Fig. 57.



Windrichtungen.

Fig. 58.



Untere Wolken.

Fig. 59.

Min.

Cirrus-Wolken.

[1]) Hildebrandsson, Sur la distribution etc. Upsala 1883. Helm Clayton, The movements of the air at all Heights in Cyklones and Anti-Cyklones as shown by Cloud and Wind Records at Blue Hill. Americ. Met. Journ. August 1893. — Discussion of cloud observ. Annals Harvard College. XXX. P. IV. Cambridge 1896. — Åkerblom, wie oben. Stockholm 1895. — Hierzu kommt jetzt noch Bigelows grosse Arbeit in den Report of the Weather Bureau 1898/99. Vol II. Diskussion der Wolkenbeobachtungen 1896/97.

Uber dem Zentrum der Depression ziehen die Cirren zumeist aus W bis NW, die mittlere Richtung ist W 27° N

Hildebrandsson hat auch die Richtung des Zuges der Cirruswolken zwischen zwei Depressionen erortert Im Winter ist die mittlere Richtung desselben W 42° N, die entsprechende mittlere Windrichtung W 10° S, also schon von der neu heranruckenden Depression affiziert Im Sommer ist die Richtung der Cirren W 13° N, der Unterwind W 23° S, unterliegt also gleichfalls schon dem Impuls der nachfolgenden Depression Dies bestatigt wieder den Satz, dass ein neues Barometerminimum die Windfahne fruher beeinflusst als die oberen Luftstromungen

Untersuchungen, wie sie Hildebrandsson in Schweden in ca 60° nörd Br durchgefuhrt hat, sind auch im Osten der Vereinigten Staaten am Observatorium Blue Hill (43° nordl Br) von Helm Clayton in den Jahren 1887—1889 in ahnlicher Weise unternommen worden Die folgenden beiden Figuren bringen das wichtigste Ergebnis, die Zirkulation der Luft um ein Barometerminimum an der Erdoberflache und die gleichzeitigen Luftstromungen im Niveau der Cirruswolken, zur Anschauung.

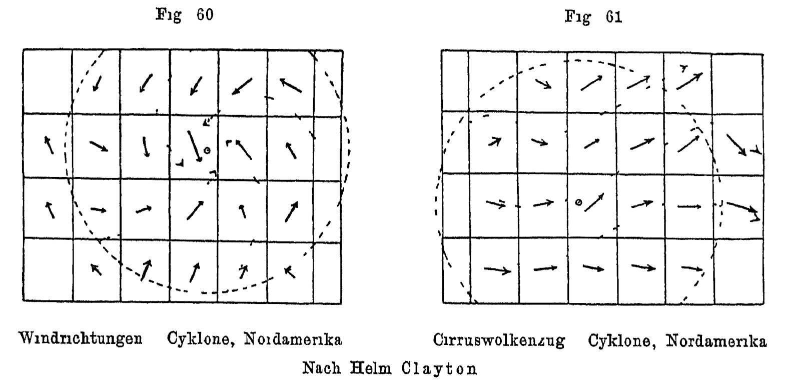


Fig 60 — Windrichtungen Cyklone, Nordamerika

Fig 61 — Cirruswolkenzug Cyklone, Nordamerika

Nach Helm Clayton

Fig 60 zeigt das starkere Einstromen der Luft auf der Ruckseite der Depression, wie es auch schon Loomis konstatiert hat

Fig. 61 aber zeigt nur eine geringe Beeinflussung der Luftstromungen im Cirrusniveau durch die Barometerdepression an der Erdoberflache Statt der sonst direkt ostlichen Drift der Luft in diesem Niveau zeigen sich in derselben wellige Einbuchtungen, das ist alles, eine cyklonale Bewegung ist da nicht mehr zu beobachten, wie sie in England und Schweden über den grossen Depressionen auch noch im Cirrusniveau zu finden ist In der Cumulusregion ist die cyklonische (und anticyklonische) Zirkulation noch sehr deutlich sichtbar, aber die allgemeine nach Ost gerichtete Drift ist viel strenger als an der Oberflache und hat zum Teil die cyklonische Zirkulation auf der Ostseite schon unterdruckt. Oberhalb der Cumulusregion, d. i etwa oberhalb 1600 m (engl Meile), sind die cyklonale (und anticyklonale) Zirkulation schon fast ganz untergegangen in der heftigen Westwindstromung dieser Schichten

Auch die neueren Wolkenbeobachtungen 1896/97 zeigen nach Bigelow, dass im Niveau der Cirrusregion uber den Barometerminimis, wie uber den -Maximis, nur wellige Ausbiegungen der oberen konstanten starken Weststromung zu bemerken sind Dieselben verstarken sich in den tieferen Schichten, bis im Strato-Cumulusniveau die drehende Bewegung schon sehr hervortritt und

im Cumulusniveau wie an der Erdoberfläche dominiert. Die mittlere Windgeschwindigkeit vermindert sich von 40 m pro Sekunde im Cirrusniveau bis zu 5—6 m an der Erdoberfläche.[1])

Die kleinsten Windgeschwindigkeiten sind an der Erdoberfläche auf der Ostseite des Zentrums der Depression anzutreffen, im Cumulusniveau auf deren NE-Seite, in dem Cirro-Cumulus- und Alto-Cumulusniveau im Norden des Zentrums, und endlich im Cirrusniveau auf der NW-Seite desselben. Diese systematische Verschiebung der stärksten Abschwächung der Winde ist wohl so zu erklären, dass letztere dort eintritt, wo die normale cyklonische Luftbewegung der allgemeinen Strömung in dieser Höhe gerade entgegengerichtet ist.

Es ergiebt sich auch, dass die Regel, dass der obere Wind zur Rechten vom unteren abweicht, für die Winde, welche eine nördliche Komponente haben, hier nicht mehr gilt, da in diesem Falle die Winde sich nach links drehen, wenn man in höhere Niveaus aufsteigt.[2])

Wenn man die Geschwindigkeiten in den verschiedenen Höhen mit der mittleren Dichte der Luft in den verschiedenen Niveaus (ca. 0·85 Cumulus-, 0·67 Alto-Cumulus-, 0·47 Cirro-Cumulus- und 0·38 Cirrusniveau) multipliziert, so erhält man von oben bis unten nahezu konstante Zahlen. Das heisst, in allen Niveaus fliesst dieselbe Masse Luft durch jeden vertikalen Querschnitt.

Die beobachteten Windrichtungen sind die Resultierenden aus der allgemeinen Bewegung der Atmosphäre und den Störungen, welche die Cyklonen und Anticyklonen in diese hineintragen. Man kann versuchen, die letzteren zu berechnen, d. i. die cyklonischen (und anticyklonischen) Komponenten der Bewegung. Das Mittel aus allen Beobachtungen der Richtung und Geschwindigkeit in allen Teilen der Cyklonen und Anticyklonen wird ziemlich genau die allgemeine atmosphärische Drift in jedem Wolkenniveau zum Ausdruck bringen. Dann kann man nach der Lambertschen Formel auch die mittlere Richtung und Geschwindigkeit der Luft in jedem Niveau der Cyklone und Anticyklone bestimmen und die cyklonischen und anticyklonischen Komponenten nach dem Kräfteparallelogramm berechnen.

Mittlere Richtung und Geschwindigkeit der Strömungen.

Niveau	Wind	Cumulus	Alto-Cumulus	Cirro-Cumulus	Cirrus
Höhe rund in Kilometer	0	1·6	5—6	7½	8—9
Allgemeine Drift	W 8° N	W 9° N	W 4° S	W	W 7° N
Geschwindigkeit	7	11	16	33	39 m pro Sek.
Cyklonen	W 34° N	W 12° N	W 8° S	W 9° S	W 3° S
Mittlere Geschwindigkeit	1	5	16	31	34 m pro Sek.
Cyklonische Komponente	7	10	8	15	15 „ „ „
Dieselbe × Dichte	7	8	6	7	6 „ „ „

Die mittlere Luftbewegung in dem mittleren Niveau ist südlicher als unten und oben. Dies zeigt sich in allen Teilen einer Cyklone und Anticyklone und stimmt mit einem früher aufgestellten Satze, dass in diesem Niveau eine äquatoriale Komponente im Mittel vorhanden ist. Die Grösse der cyklonischen Komponente

[1]) Bigelow, American Journ. of Science. 4. Ser. Vol VII. pag. 433. Dez. 1899. — Report Weather Bureau 1898/99. Vol II. Washington 1900.

[2]) Die Regel, dass die oberen Wolken von rechts kommen, gilt in den Vereinigten Staaten nur im südöstlichen Quadranten einer Depression und auch da nicht immer. Die einzige allgemeine Thatsache ist, dass, wie immer die Zirkulation am Boden beschaffen sein mag, sie in einiger Höhe sich ostwärts zu drehen strebt, also mehr und mehr in die östliche Drift übergeht. (Bigelow.)

wachst von unten nach oben, die Luft zirkuliert also in der Hohe rascher als unten [1])

Das bemerkenswerteste Resultat der Berechnung der cyklonischen Komponenten in der Cirrusregion uber einer Cyklone ist, dass in den Cyklonen im allgemeinen der Sinn der Rotation oben und unten derselbe ist, also auch oben, wo die Luft ausstromt, cyklonisch bleibt Dasselbe hat sich auch aus den Cirrusbeobachtungen nach Cl Ley und Hildebrandsson ergeben Wurde das Ausfliessen der Luft aus der Cyklone im Niveau der Cirrusregion infolge einer Umkehrung der Richtung des Druckgefalles oder des Gradienten erfolgen, wie man fruher angenommen hat, so wurde infolge der Ablenkung durch die Erdrotation die ausfliessende Luft eine anticyklonale Bewegung annehmen mussen Da dies nicht der Fall ist, so muss die ausstromende Bewegung gegen den (scheinbaren) Gradienten erfolgen

Uber den Anticyklonen an der Erdoberflache aber verhalt es sich umgekehrt Es ergiebt sich ein cyklonales Einstromen in der Hohe, somit eine Umkehrung des Gradienten Dies zeigt einen wesentlichen Unterschied zwischen Cyklonen und Anticyklonen, auf welchen schon hier hingewiesen werden soll

Die Beobachtungen auf Bergen bestatigen die Resultate der Wolkenbeobachtungen und zeigen, dass in der That oberhalb 1600 m an der Vorderseite der Barometerdepression durchschnittlich schon ein Ausstromen der Luft stattfindet. Die Ablenkungswinkel betragen fur die Schneekoppe auf der NE- und E-Seite 99°, SE- und S-Seite 78°, SW- und W-Seite 59°, NW- und N-Seite 58° Auf der Ruckseite stromt die Luft am starksten ein, auf der Vorderseite, diametral gegenuber, fliesst sie aus

Loomis hat die mittlere Richtung und Geschwindigkeit des Windes auf dem Mt Washington berechnet, wenn derselbe sich in verschiedenen Quadranten einer Area niedrigen Luftdruckes befand Es ergab sich:

Mt Washington, 1914 m Mittlere Windrichtung und -Starke

Quadrant der Depression	W	S	E	N
Mittlere Windrichtung	N 55° W	N 77° W	S 54° W	N 21° E
Ablenkungswinkel	55°	103°	144°	21°
Windstarke (m pro Sekunde)	22	20	16	14

Hier findet auch im Sudquadranten ein Ausstromen der Luft statt, am starksten wie stets im ostlichen Quadranten

Wenn wir, sagt Loomis, die mittlere Windrichtung auf dem Mt. Washington nach den Beobachtungen zu N 76° W annehmen und die Winde, welche um das Zentrum einer Barometerdepression zirkulieren, als storende Krafte betrachten, welche mit der normalen Windrichtung interferieren, so stimmt das Ergebnis einer passenden Konstruktion (nach dem Krafteparallelogramm) damit befriedigend uberein, und es ergiebt sich, dass in dieser Hohe die Geschwindigkeit der Winde, welche um das

---

[1]) Man sehe auch Blue Hill Cloud Heights and Velocities Annals Harvard Obs Vol XXX P III pag 235 Cambridge 1892 Der Unterschied zwischen der Richtung der Cirren und jener des Windes an der Erdoberfläche besteht in der stärkeren Präponderanz der nordlichen und nordwestlichen Stromungen an der Erdoberfläche im Winter, während bei den Cirren dies im Sommer der Fall ist Das Verhältnis ist also das umgekehrte von dem, welches Hildebrandsson für Europa gefunden hat Die Bewegungen der Cirruswolken werden durch die jahreszeitlichen Anderungen der Temperaturverteilung bestimmt Nach Bigelow ergeben die Wolkenbeobachtungen 1896/97, dass die grösste Geschwindigkeit der Luftzirkulation im Cumulo-Stratusniveau in 2—3 km uber dem Boden sich findet, und von da nach oben wie nach unten abnimmt

Zentrum der Depression zu zirkulieren streben, ungefähr gleich ist der Geschwindigkeit der normalen Luftströmung in dieser Höhe.[1])

Die Windbeobachtungen auf dem Sonnblickgipfel in 3106 m dürften dieses Ausströmen der Luft aus einem Barometerminimum noch stärker zeigen, doch fehlt noch eine Untersuchung darüber. Wenn ein Barometerminimum im Norden des Sonnblick sich befindet, dieser also im südlichen Quadranten einer Depression liegt, herrscht oben häufig Nordwind.[2])

Åkerblom hat die Cirrusbeobachtungen in Mitteleuropa bearbeitet in ihrer Beziehung zu den Barometerminimis und -Maximis. Das Resultat war, dass die oberen Strömungen im Cirrusniveau hier viel weniger beeinflusst werden von der Luftdruckverteilung an der Erdoberfläche wie in England und in Schweden. Es zeigt sich nur ein geringer Einfluss der unteren Depression auf diese oberen Strömungen. Also dasselbe, was Helm Clayton am Blue Hill-Observatorium zu Boston und Bigelow für die Vereinigten Staaten überhaupt noch auffallender konstatiert haben. Auch die Cirrusbeobachtungen zu Zikawei in China zeigen das gleiche. Es scheint also, dass die vertikale Mächtigkeit der cyklonalen Luftbewegung in höheren Breiten grösser ist, als in niedrigen, in letzteren erreicht sie die Cirrusregion kaum. Es kommt dabei wohl auch in Betracht, dass die Höhe der Cirruswolken am Blue Hill-Observatorium etwas grösser gefunden worden ist als in Upsala.[3])

II. Die Barometermaxima.

Allgemeines. Die Anticyklonen oder die Gebiete der Barometermaxima sind in Bezug auf die Luftdruckverteilung wie auch in Bezug auf die Richtung der Luftzirkulation um dieselben das Gegenteil der Cyklonen, oder der Barometerminima. Der Luftdruck nimmt vom Zentrum nach aussen hin ab und die von demselben an der Erdoberfläche ausfliessenden Luftströmungen zeigen eine Drehung mit dem Uhrzeiger (auf der nördlichen Hemisphäre, entgegengesetzt auf der südlichen Halbkugel). Die Luftdruckänderung mit der Entfernung vom Zentrum ist eine viel langsamere wie in den Cyklonen, d. i. die Gradienten sind zumeist viel kleiner. Das Zentrum eines Barometermaximums bleibt deshalb auch fast stets bezüglich seiner Lage ziemlich unbestimmt. Die Luftdruckverteilung im Innern eines Barometermaximums ist zumeist eine sehr gleichförmige, erst gegen die Ränder, gegen die Gebiete der angrenzenden Barometerminima, wird das Luftdruckgefälle ein stärkeres. Im Zentrum der Anticyklonen herrschen Windstille oder schwache Winde von variabler Richtung, alle Lokaleinflüsse kommen da voll zur Geltung. Die abfliessende Luft hat im allgemeinen geringe Geschwindigkeit, dem geringen Gradienten entsprechend, und die Windbahnen sind weniger gekrümmt, der Ablenkungswinkel ist kleiner. Wie man schon aus Fig. 37, S. 424 entnehmen kann, wirken bei der anticyklonalen Luftbewegung die ablenkende Kraft der Erdrotation und die gewöhnliche Fliehkraft infolge der Krümmung der Bahn in entgegengesetzter Richtung, da die Windbahn nach links konvex ist, während die Ablenkungskraft nach rechts wirkt (nördliche Hemisphäre). Die beiden Fliehkräfte wirken also nach entgegengesetzten Richtungen. Bei den unbedeutenden Krümmungen der Windbahnen um ein Zentrum hohen Luftdruckes erreicht allerdings die gewöhnliche Zentrifugalkraft selten einen erheblichen Betrag.[4])

---

[1]) Contributions 2. paper.

[2]) Z. B. 1892. Nov. 24. Minimum im Norden, Maximum über Mitteleuropa. Sonnblick N_5 und N_3, ähnlich am 28. Nov. Am 17. Dezember Minimum über Norwegen 740 mm, Maximum über Mitteleuropa 775, Sonnblick N_4.

[3]) Åkerblom, Sur la distribution etc. Stockholm 1895. pag. 30 etc. Die mittlere Richtung des Cirruszuges in Deutschland ist W 6° S. — Über den Barometermaximis zeigt sich dagegen häufig der Zug der Cirruswolken beeinflusst durch die Luftdruckverteilung. Für den näheren Umkreis des Zentrums des Barometermaximums ergiebt sich eine überwiegend anticyklonale Luftbewegung.

[4]) Die ablenkende Kraft ist bei anticyklonal gekrümmten Bahnen, wenn R der Krümmungshalbmesser der Windbahn:

$$2\,\omega\, v \sin \varphi - (v^2 : R).$$

Bei den cyklonal gekrümmten Bahnen addieren sich die Fliehkräfte, und zugleich ist R zumeist viel kleiner.

1 Grosse und Gestalt der Area der Barometermaxima Die Gestalt der Flachen hochsten Luftdruckes, wenn man dieselben etwa mittelst der Isobare 762 mm = 30 engl Zolle abgrenzt, ist zumeist unregelmassig, oft ganz unbestimmt durch Ubergang in andere Gebiete hohen Druckes Liegt ein Gebiet hohen Luftdruckes zwischen zwei nicht zu entfernten Depressionen, so kommt es zuweilen gar nicht zur Ausbildung eines Kernes hohen Luftdruckes, die Isobaren verlaufen mehr oder minder geradlinig und schliessen bandformige Streifen hoheren Luftdruckes ein Die gut abgegrenzten Barometermaxima haben meist eine ovale, elliptische Form Loomis erhielt fur das Verhaltnis der grossen zur kleinen Achse im Mittel fur Nordamerika die Zahl 1 9, fur den Atlantischen Ozean und Europa 1 84 Die Richtung der grossen Achse war in den Vereinigten Staaten zumeist NE, auf dem Atlantischen Ozean und in Europa im Mittel N 75° E, also ostlicher

Als mittleren Abstand des Zentrums der Baromermaxima von den Zentren der angrenzenden Barometerminima fand Loomis fur Nordamerika rund 3800 km Die mittlere Breite der Gebiete mit sehr hohem Luftdruck im Zentrum (uber 784 mm im Meeresniveau) in den Vereinigten Staaten kommt der Breite des Kontinents von Ozean zu Ozean unter 40° nordl Br gleich

Die mittlere Tiefe der angrenzenden Minima war auf der Ostseite 741, auf der Westseite 751 mm, der Gradient war somit auf der Ostseite viel steiler Einem hohen barometrischen Maximum entspricht gewohnlich ein Minimum von massiger Tiefe und umgekehrt Sind die Luftdruckdifferenzen aber extrem, so verteilen sie sich auf eine grossere Entfernung

Der mittlere Abstand der Zentren der Barometermaxima uber dem Atlantischen Ozean und Europa (letztere bilden weitaus die Mehrzahl) von jenem der Minima im Westen war ca 3700 km und der Gradient etwas steiler als in Amerika Uber dem Kontinent von Europa-Asien untersuchte Loomis 81 Falle mit einem Maximum von 31″ und daruber (787 mm) Der mittlere Durchmesser derselben von Nord nach Sud, der meist der kurzeste war, betrug 55° oder 5000 km, jener von West nach Ost 77° oder rund 7800 km (als Grenze die Isobare 30″ = 762 mm) Hierbei handelt es sich aber allerdings schon um eine Verschmelzung der gewohnlichen wandernden Barometermaxima mit dem grossen permanenten Maximum uber Westsibirien Die Lage von Europa im Winter zwischen diesem Maximum und dem subtropischen Barometermaximum bringt es mit sich, dass die temporaren Maxima zuweilen mit einem von diesen verschmelzen und dadurch eine grosse Ausdehnung und auch eine grosse Bestandigkeit erreichen

In Nordamerika sind die Barometermaxima am haufigsten nordlich von 46° nordl Br und westlich von 100° W v Greenwich Dieselben schreiten meist in der Richtung nach S 40° E fort, im ostlichen Teile der Vereinigten Staaten mehr nach S 57° E, ihre Bewegungsrichtung ist also sudlicher als die der Minima

Die Jahreszeit, in welcher die grossen Barometermaxima zumeist auftreten, ist naturlich der Winter Von den 81 Barometermaximis von mehr als 787 mm (31″) in Amerika und Europa-Asien (1877—1884) traten ein: 1 im Oktober, 8 im November, 34 im Dezember, 29 im Januar, 4 im Februar und 5 im Marz Es entfallen also 79 Proz. derselben auf Dezember und Januar.

Die Zentren der Barometermaxima haben im Winter fast stets eine sehr niedrige Temperatur Loomis suchte die Falle auf in den Vereinigten Staaten und Kanada (1872 – 1884), in denen das Barometer uber 30·85″ stieg Gruppiert man die zugehorigen Temperaturen nach den Barometerstanden, so erhalt man folgende Beziehungen zwischen Luftdruck und Temperatur im Winter in Nordamerika:

Mittleres Luftdruckmaximum	776	778.5	781	783.5	786	788.5
Mittlere Temperaturabweichung	—10°	—11.3°	—13.2°	—14.6°	—18.2°	—18.8°

Westlich von 87° westl. L. ist die mittlere Abweichung — 16°, östlich davon — 13°.

2. Fortbewegung der Barometermaxima. Die Zentren der Barometermaxima verlagern sich ebenso wie die der Barometerminima, aber das Fortschreiten der Maxima ist viel unregelmässiger und auch schwieriger zu bestimmen, weil die Lage der Zentren des hohen Druckes oft recht unbestimmt ist und nicht selten deren mehrere zugleich vorhanden sind. In den Vereinigten Staaten kommen die Barometermaxima zumeist aus dem Nordwesten von Britisch-Nordamerika und schreiten in mehr oder weniger östlicher oder südöstlicher Richtung fort. Ein Teil kommt von Westen über das Felsengebirge herüber.

Die Richtung des Fortschreitens der Anticyklonen in Europa hat Brounow bestimmt (1876—1879 wurden in Rechnung gezogen).

Richtung des Fortschreitens der Anticyklonen in Europa.

Nach	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Summa
Prozent	3	13	37	30	10	3	2	2	369

Die mittlere Richtung berechnet sich zu E 17° S. Im Winter ist die Richtung südlicher, im Sommer nördlicher. Winter und Frühling ESE, Sommer ENE, Herbst E.

Die meisten der europäischen Cyklonen entstehen über dem Kontinent selbst. Sie wandern im Winter zumeist nach jener Richtung, in welcher die Temperatur am stärksten sinkt.[1])

Die Geschwindigkeit des Fortschreitens der Barometermaxima ist kleiner als jene der Barometerminima. Auch die jährliche Periode der Geschwindigkeit tritt viel weniger bestimmt hervor. Es genügt daher hier die Anführung der Mittel für die Jahreszeiten. Die neuesten Bestimmungen ergeben für die Vereinigten Staaten (Mittel der 4 Jahre 1895—1898) und für Europa (nach Brounow) folgende Zahlen:

Mittlere Geschwindigkeit des Fortschreitens der Barometermaxima.

Jahreszeit	Kilometer pro Stunde					m pro Sek.
	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr	Jahr
Vereinigte Staaten[2])	42.0	37·6	35·7*	38·9	38·6	10·7
Europa	24·5*	26·4	25·5	26·4	25·7	7·1

In Europa sind die Barometermaxima im Winter am wenigsten beweglich, in Amerika im Sommer. In Amerika treffen wir die Cyklonen und Anticyklonen im Winter in raschester Aufeinanderfolge, in Europa sind die Abwechselungen zwischen Hochdruck und Niederdruck seltener, und die Barometermaxima behaupten im

[1]) P. Brounow, Die Anticyklonen über Europa. Rep. f. Met. X. Nr. 8. 1886. Von 191 über Europa hingezogenen Anticyklonen entstanden 107 über Europa, 70 kamen aus benachbarten Gegenden, bei 14 blieb Herkunft unbestimmt. Im Winter und Herbst entstehen die meisten Cyklonen über Europa selbst, im Sommer halten sich beide Kategorien, die zugewanderten und die einheimischen, das Gleichgewicht. Von den zugewanderten Cyklonen kamen 64 vom Atlantischen Ozean (Sommer und Herbst am meisten, 41), 3 vom Eismeer und 3 von Sibirien.

[2]) Maximum: Februar 45 km, Minimum: Juli 33.3 km.

Winter oft lange ihren Platz Die Winterwitterung ist deshalb in Europa bestandiger als in den Vereinigten Staaten und die Temperaturwechsel sind geringer [1])

Die Bewegung der Anticyklonen in den subtropischen Breiten hat H C Russell (Sydney Observatory) uber Australien und zum Teil auch uber dem Indischen Ozean bestimmt Russell findet aus den australischen Wetterkarten, dass die Anticyklonen in fortwahrender Aufeinanderfolge Australien von W nach E durchqueren in einer mittleren Breite von 37—38° im Sommer und 29—32° im Winter mit einer mittleren taglichen Geschwindigkeit von 26 8 km pro Stunde oder 12 m pro Sekunde Den Weg von Natal uber den Sudindischen Ozean und Australien bis Sydney legen sie durchschnittlich in 15 1 Tagen zuruck, also mit einer Geschwindigkeit von 13·7 m pro Sekunde Dies stellt, meint Russell, auch die mittlere Geschwindigkeit der allgemeinen atmospharischen Stromung von W nach E in diesen Breiten vor Zum Durchqueren von Australien bedurfen sie 7—8 Tage im Sommer und 9—10 Tage im Winter [2])

3 Die untere Luftbewegung im Gebiete der Anticyklonen. Loomis hat fur 188 Anticyklonen, die auf den amerikanischen Wetterkarten der Jahre 1872 und 1873 aufgetreten sind, die mittlere Windrichtung und Geschwindigkeit in den vier Quadranten gemessen und folgende Resultate erhalten:

Nordamerikanische Barometermaxima

Quadrant der Anticyklone	W	S	E	N	Mittel
Mittlere Windrichtung	S 63° E	N 30° E	N 37° W	S 59° W	—
Ablenkungswinkel	27*	30	53	59	42°
Mittlere Geschwindigkeit (m pro Sek)	2 3*	2 7	2 9	2 7	2 65

Die mittleren Ablenkungswinkel in den verschiedenen Sektoren eines Barometermaximums in West- und Mitteleuropa (Furnes, Aachen, Breslau) sind nach P Polis·

Sektor der Anticyklone	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
Ablenkungswinkel	59	44*	44*	46	60	67	62	60

Auf der Westseite der Anticyklone hat die Luftbewegung eine starker anticyklonal gekrummte Bahn als auf der Ostseite

[1]) Den Monthly Weather Review 1898 mogen noch folgende Mittel aus den 4 Jahren 1894—1898 entnommen werden

Barometermaxima	Erstes Auftreten 47° N 112° W	Verschwinden 40° N 76° W	Mittlere Geschwindigkeit 38 6
Barometerminima	,, ,, 46° N 110° W	,, 46° N 71° W	,, ,, 41 8

Die Maxima haben eine südlichere Zugrichtung als die Minima

[2]) Russell, Moving anticyklones in the southern Hemisphere Quart Journ R Met Soc Vol XIX Jan 1893 Das Wetter wird im subtropischen Australien hauptsächlich durch das Fortschreiten der Anticyklonen bestimmt Die Depressionen dazwischen, die V-förmig sind, machen nur ¼ der gesamten Area aus Eigentliche Cyklonen sind selten, es giebt deren durchschnittlich nur eine in 2—3 Monaten Sie kommen von NE her an die Ostküste oder von NW in den Kontinent herein nach der grossen Bucht Sie sind keine eigentlichen Wetterfaktoren für Australien Im Anschlusse mag auf das bemerkenswerte Ergebnis einer Untersuchung von Fred Chambers hingewiesen werden, in welcher aus den Beobachtungen zu St Helena, Mauritius, Bombay, Madras, Calcutta, Batavia, Zikawei nachgewiesen wird, dass die Barometervariationen auch in den Tropen rings um die Erde von West nach Ost fortschreiten sollen gleich den Cyklonen der aussertropischen Breiten Die Abweichungen von den Normalmitteln, die „barometrischen Wellen", schreiten in 4 8 Monaten von Zanzibar bis Belgaum und Bombay fort (Pearson) Nature Vol XXIII pag 88 u 107 Vol XXVIII pag 562 Pearson, The transmission Eastwards round the Globe of barometric abnormal Movements. Dass Dürreperioden in den Tropen nach Osten fortschreiten, ist schon mehrfach konstatiert worden Es scheinen im allgemeinen die grosseren Witterungsanomalien die Tendenz zu haben, von Westen nach Osten fortzuschreiten

Der mittlere Ablenkungswinkel ist im Winter 54°, im Sommer 60°, das Jahresmittel fur Furnes (belgische Kuste) ist 63°, fur Aachen 66°, dagegen fur Breslau nur 42° (fur die Schneekoppe 64 7°) Die Windgeschwindigkeit in den verschiedenen Sektoren im Mittel von Furnes, Aachen, Karlsruhe, Breslau, dann der beiden Hohenstationen Hochenschwand und Schneekoppe, ist folgende:

Sektor der Anticyklone	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
	Mittlere Windstarke							
Stationen der Niederung	1 9	1 9	1 7*	2 0	2 4	**2 6**	2 3	2 0
Hohenorte	3.7	3 2	3 0	2 8*	3 6	**3 7**	3 4	3 5

Die ostlichen Sektoren mit den geringsten Ablenkungswinkeln haben die kleinste, die westlichen mit den grossten Ablenkungswinkeln die grosste Windstarke

Die Windstarke ist in der Nahe des Zentrums des Barometerminimums am kleinsten und nimmt mit der Entfernung von demselben zu

Entfernung vom Zentrum (Grade)	1	2	3	4	5	6	7
Mittlere Windstarke	2 4	2 7	2 9	3 0	3 0	2 9	2 9

4 Gradienten, Windstarke, Krummungsradius Die Anderungen der Starke des Gradienten, der Windgeschwindigkeit, des Ablenkungswinkels, sowie auch der Krummung der Isobaren, beim Ubergang von einem Gebiete hohen Luftdruckes in ein benachbartes Depressionsgebiet zeigen am besten die folgenden zwei Tabellen, welche nach Loomis zusammengestellt sind [1])

Atlantischer Ozean und Europa Mittlere Breite 51—56°

	Anticyklone						Cyklone			
Luftdruckstufe	785/790	780/785	775/780	770/775	765/770	760/765	755/760	750/755	745/750	740/745
Gradient	1 9	2 1	2 3	2 5	2 7	2 9	3 1	3 1	3 4	3 5 mm
Windstarke	4 8	5 5	6 3	7 3	8 4	9 7	11 3	12 2	12 4	12 5 m pro Sek
Ablenkungswinkel	38	39	42	46	49	53	55	56	56	57 Grad
Krummungsradius	370	650	901	1130	1340	1540	1540	1360	1190	1030 km

Nordamerika (Vereinigte Staaten) Mittlere Breite 45°

	Anticyklone				Cyklone					
Luftdruckstufe	777/782	772/777	767/772	762/767	757/762	752/757	747/752	742/747	734/742	732/734
Gradient	2 1	2 3	2 5	2 6	2 7	2 8	2 9	3 1	3 4	3 7 mm
Windstarke	7 2	8 2	9 0	9 7	10 3	10 6	11 1	11 4	11 8	12 2 m pro Sek
Ablenkungswinkel	41	43	45	46	47	48	49	50	52	53 Grad
Krummungsradius	350	610	840	1060	1180	970	770	580	410	250 km
Temperatur	—17 4	—14 1	—10 1	—6 2	—3 2	—1 9	—1 7	—1 9	—2 1	—2 1 Grad Cels

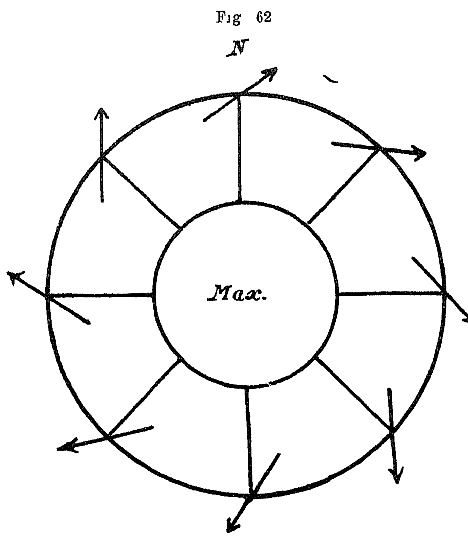
Gradient und Windstarke wachsen kontinuierlich bei der Annaherung an das Depressionsgebiet, ebenso der Ablenkungswinkel des Windes Der Krummungsradius der Windbahnen nimmt anfanglich zu mit der Entfernung vom Barometermaximum, erreicht etwa mittewegs ein Maximum und nimmt dann wieder ab. Zwischen einem Maximal- und einem Minimalgebiet nahern sich ja die Isobaren geraden Linien, bevor sie in die entgegengesetzte Krummung ubergehen Die

[1]) Loomis, Contributions to Meteorology Chapter II New Haven 1887, und Koppen, Met Zeitschr B XXIII 1888 S 366

Temperatur nimmt vom Maximalgebiet nach aussen hin zu. Natürlich gilt letzteres nur für den Winter [1])

5. Die oberen Luftströmungen über einer Anticyklone. Die Anticyklonen sind im allgemeinen von geringerer vertikaler Mächtigkeit oder Höhe als die Cyklonen [2]) In nicht sehr grossen Höhen ändert sich oft schon die Richtung der zirkulierenden Luftströmungen, die vom Zentrum ausströmende Bewegung geht teilweise schon in eine einströmende über. So z. B. auf der Nordseite der Anticyklonen in der Höhe des Mt Washington (1914 m), wie Loomis gezeigt hat, dem die nachfolgenden mittleren Windrichtungen und die dieselben darstellenden schematischen Figuren entlehnt sind

Fig 62



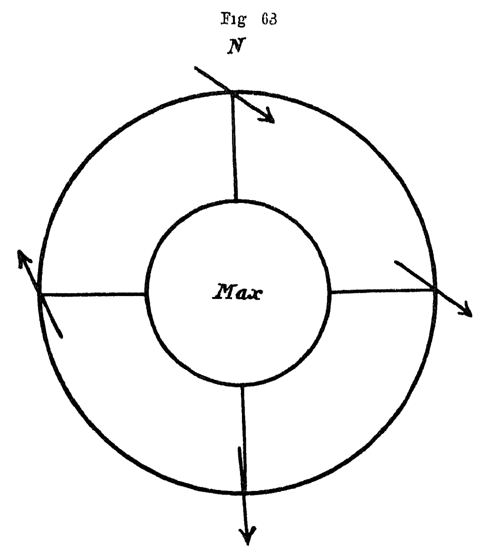
Nordamerika, Anticyklone. Untere Windrichtungen

Anticyklonen in Nordamerika

Quadrant	Mittlere Windrichtung unten	Mittlere Windrichtung in 1900 m
N	S 59° W	N 58° W
E	N 37° W	N 55° W
S	N 30° E	N 4° W
W	S 63° E	S 51° E

In Nordwesteuropa hat sich in der Cirrusregion die einströmende Bewegung der Luft gegen das Zentrum des hohen Druckes an der Erdoberfläche schon in allen Sektoren eingestellt (am stärksten auf der Westseite), wie Fig 64 zeigt, welche ein Ergebnis der Cirrusbeobachtungen in Upsala ist. In Nordamerika aber ist in der Cirrusregion nur mehr eine geringe Störung durch die Anticyklone unten zu bemerken (Fig 67), während im Cumulusniveau die anticyklonale Bewegung der Luft noch deutlich vorhanden ist (Nach den Beobachtungen am Blue Hill)

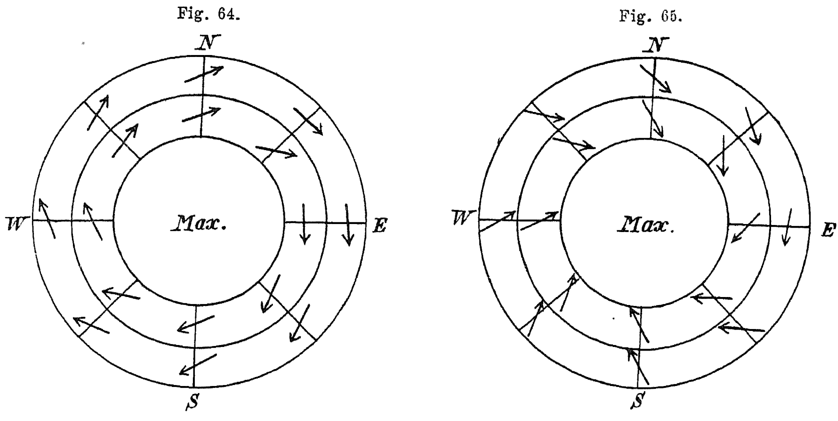
Fig 63



Windrichtungen auf dem Mt Washington (1900 m).

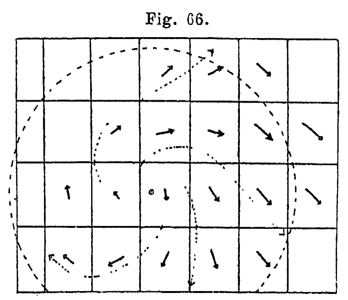
[1]) Loomis hat aus Hoffmeyers Karten 81 Fälle von Barometermaximis und -Minimis entnommen, dann auch aus 2000 amerikanischen Wetterkarten 36 Anticyklonen und 36 Cyklonen ausgewählt. Die obigen Zahlen stellen also typische Mittelwerte dar

[2]) Man muss aber dabei unterscheiden zwischen den „thermischen" und den „dynamischen" Anticyklonen, erstere sind ein Effekt der niedrigen Temperatur der Luftsäule, letztere eine Folge von Bewegungszuständen, wie z. B. die Barometermaxima der Subtropenzone. Der obige Satz gilt nur von den ersteren, die im Winter häufiger vorkommen

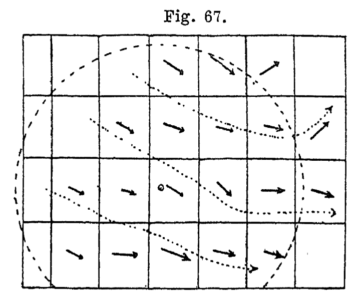


Untere Windrichtung. Zug der Cirruswolken.

Luftbewegung in den Anticyklonen in Schweden nach Hildebrandsson.



Windrichtungen unten.



Zug der Cirruswolken.

Anticyklone (Blue Hill) nach Helm Clayton.

Die folgende Tabelle giebt eine Übersicht über die Richtung der Bewegung der Wolken in den verschiedenen Niveaus nach den Quadranten in den Cyklonen und Anticyklonen in Nordamerika nach Helm Clayton[1]):

Mittlerer Wind- und Wolkenzug in den Cyklonen und Anticyklonen.

Quadrant	Cyklone				Anticyklone			
	NE	SE	SW	NW	NE	SE	SW	NW
	Mittlere Windrichtung.							
Wind	N 57° E	S 24° W	W 7° N	W 70° N	W 18° N	W 72° N	E 8° S	S 2° W
Stratus	E 26° S	S 36° W	W 20° N	N 1° E	W 35° N	N 49° E	E 5° S	S 17° W
Cumulus	E 61° S	S 55° W	W 30° N	W 67° N	W 27° N	N 10° E	E 12° S	S 15° W
Alto-Cumulus	S 65° W	S 72° W	S 87° W	W 14° N	W 17° N	W 9° N	S 66° W	S 61° W
Cirro-Cumulus	S 49° W	S 79° W	W 1° N	W 17° N	W 14° N	W 28° N	W 1° N	S 72° W
Cirrus	S 62° W	W 4° N	W 5° N	W 18° N	W 29° N	W 18° N	W 14° N	W 16° N

Im allgemeinen zeigt sich in allen Quadranten eine Tendenz zur Drehung des Windes nach rechts mit zunehmender Höhe. Im Niveau der Cirruswolken bleibt die Richtung ziemlich konstant in allen Quadranten; auch der Unterschied zwischen Cyklonen und Anticyklonen ist hier nicht mehr erheblich, über den Anticyklonen ist die Richtung etwas nördlicher.

Beobachtungen über ein Einströmen der Luft in der Höhe gegen eine Area hohen Druckes s. Met. Z. 1895. S. 424 und 1896. S. 176.

---

[1]) Clayton, Discussion of cloud observations. Annals Harvard Coll. Observ. XXX. Part IV. Cambridge 1896.

Die allgemeine Konstitution der Barometermaxima in den Vereinigten Staaten nach den Ergebnissen der Wolkenbeobachtungen beschreibt Bigelow folgendermassen

Im ausseren Umkreis der Barometermaxima (in 750—1250 km Abstand vom Zentrum) hat die Luftbewegung eine nach auswarts gerichtete Komponente in allen Niveaus, von dem der Cirren bis zum Boden Uberall findet ein Ausstromen der Luft statt Im inneren Teile aber besteht oben eine nach einwarts gerichtete Bewegung vom Niveau der Cirren bis zu dem des Cirro-Cumulus, die Bewegung ist fast tangential im Alto-Stratus- und Strato-Cumulusniveau, sie ist endlich nach auswarts gerichtet vom Cumulusniveau bis zum Boden herab Die Geschwindigkeit der Bewegung (d i der anticyklonalen Komponenten) ist am grossten im Strato-Cumulusniveau und nimmt von da ab, nach oben wie nach unten.

Die Luftzirkulation in den Barometermaximis (in den Vereinigten Staaten) besteht also 1 in einem wahren nach abwarts gerichteten Wirbel nahe dem Zentrum derselben und bis zu 500 km von demselben, 2 in dem ausseren Umfang ist die Bewegung uberall nach auswarts gerichtet und reprasentiert eine forzierte drehende Bewegung, ahnlich einem Wirbel in einem teilweise abgelenkten Strom.

Die anticyklonale Zirkulation existiert in einem hoheren Niveau als jene der korrespondierenden Cyklonen Die Barometerminima reichen nicht so hoch hinauf, um die Barometermaxima zu speisen, wie Ferrel annahm, die Cyklonen entladen die aufwarts geschafften Luftmassen nur in die allgemeine ostliche Drift Andererseits ist der aussere Umfang der Barometermaxima hauptsachlich dazu bestimmt, die benachbarten Minima zu bilden, wahrend der innere Teil derselben (der Anticyklonen) einen wahren vollstandigen Wirbel darstellt, mit nach einwärts gerichteten Gradienten oben, und auswarts gerichteten unten, der die Luftmassen gegen die Erdoberflache fuhrt und dort ausgiesst Er führt die Luftmassen von oben nach unten und lasst sie an der Erdoberflache ausfliessen

Die anticyklonische, wie die cyklonische Luftbewegung in den Vereinigten Staaten beschrankt sich eigentlich auf ein dunnes Stratum von ca 3 Meilen (4—5 km) Machtigkeit, dabei hat jeder Typus einen Durchmesser von 1—2 Tausend Meilen ($1^1/_2$ bis 3 Tausend Kilometer) (Weather Bureau Report 1898/99 Vol II pag 430 etc)

Die Witterung in den Anticyklonen ist im allgemeinen, Sommer wie Winter, das gerade Gegenteil der Witterung in den Cyklonen Schwache Luftbewegung, heiterer Himmel, infolge dessen Erkaltung der unteren Schichten durch Warmeausstrahlung, namentlich uber schneebedecktem Boden im Winter, grosse Warme infolge unbehinderter Insolation im Sommer, dabei Fehlen der Niederschlage, ausgenommen lokale Gewitterregen, deren Entstehung durch die stagnierende erhitzte Luft begunstigt wird, sind die typischen Witterungserscheinungen im zentralen Teile grosserer und bestandigerer Anticyklonen In den Niederungen ist Nebelbildung im Winter gewohnlich, also Trubung, die aber auf die unteren, durch Warmeausstrahlung erkalteten Luftschichten beschrankt bleibt Die Hohen haben dann oft wochenlang vollig heiteren Himmel und fur die Jahreszeit abnorme Warme, die nicht eine Folge der kurzen Insolation ist, da sie auch in der langen Nacht anhalt, sondern eine Folge der dynamischen Erwarmung der herabsinkenden Luft, welche dabei immer trockener und klarer wird.

Die Temperaturabnahme mit der Hohe ist in den Anticyklonen im Winter eine geringere als in der Umgebung, wie die Beobachtungen auf Bergen und im Luftballon bis zu grossen Hohen im allgemeinen erwiesen haben, wie spater naher gezeigt werden wird. Aber auch im Sommerhalbjahr scheint in den grossen, standigeren Anticyklonen die Warmeabnahme mit der Hohe eine sehr langsame zu sein Die Barometermaxima im September 1895 und September 1898 zeigten in der Hohe von 2—3 km noch grossere positive Temperaturabweichungen wie unten an der Erdoberflache Diese Barometermaxima, und wohl alle ständigeren und ausgedehnteren Maxima im Winter und im Sommer, waren offenbar dynamischen Ursprunges, der hohe

Druck war nicht ein Effekt einer niedrigen Temperatur der Luft (was aber auch nicht selten vorkommt), sondern eines Luftzuflusses oder Luftstaues in der Höhe, verbunden mit einer langsamen absteigenden Bewegung der Luft.

In Amerika, wo die Barometerminima und -Maxima zumeist in beständiger Flucht begriffen sind, treten diese Eigenschaften der Anticyklonen weniger zu Tage, wenn sie gleich auch dort keineswegs fehlen, wie die Beobachtungen auf Pikes Pik und Mt. Washington zeigen, sobald diese Stationen in die Area einer mehr persistenten Anticyklone eingetreten sind.[1])

III. Die Verteilung der meteorologischen Elemente in der Umgebung der Barometermaxima und -Minima.

Hildebrandsson hat zuerst die mittlere Verteilung der Temperatur, der Bewölkung und der Niederschläge in den verschiedenen Teilen eines Depressionsgebietes zahlenmässig für Upsala zu bestimmen gesucht.[2]) Er teilte das Depressionsgebiet in drei ringförmige Zonen (um das Zentrum) nach den Barometerständen und ebenso das Maximalgebiet in zwei, ausser den Zentren und dem Zwischengebiet und erhielt derart folgende Luftdruckregionen:

Minimum	< 745	745—755	755—760	760—765	> 765	Maximum
A	B	C	D	E	F	G

Diese Kreisringe wurden dann noch in 8 Sektoren geteilt, je nachdem der Gradient nach N, NE, E etc. gerichtet war. Wenn der Gradient nach N gerichtet ist, befindet sich der Ort (hier Upsala) auf der Südseite der Depression u. s. w. Im folgenden bezeichnen wir mit N, NE nicht die Richtung des Gradienten, sondern den Sektor der Depression (also abweichend von Hildebrandsson und seinen Nachfolgern), weil dies eine klarere Vorstellung giebt und Missverständnisse nicht aufkommen lässt, die sonst leicht sich einstellen. Wir wollen ja erfahren, wie die Temperatur, Bewölkung etc. um das Zentrum der Depression herum verteilt sind, welche Witterung ein Ort hat, wenn er auf der Ostseite, Südseite etc. einer Depression liegt.

Temperaturabweichungen vom Mittel (8^ham) zu Upsala in den verschiedenen Sektoren einer Barometerdepression und deren Randgebiet.

Sektor	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Mittel
				Winter.					
B + C (< 755)	1·4	0·6	2·6	**3·9**	**4·0**	—0·9	—3·7*	—1·3	0·8
D + E (< 765)	—2·8	0·6	2·2	2·4	**3·2**	0·4	—3·9*	—1·0	0·2
F (> 765)	—1·0	0·8	**1·5**	0·3	0·2	—4·0	—6·7*	—2·6	—1·4
				Sommer.					
B + C (< 755)	1·1	**1·4**	0·7	0·8	0·3	—3·1	—3·3*	—2·8	—0·6
D + E (< 765)	—0·7	0·5	**1·4**	1·3	0·9	—0·4	—1·6	—2·3*	—0·1
F (> 765)	0·4	**3·0**	0·0	1·8	0·9	—0·7	—1·9*	—1·5	0·3

Die Ostwinde kommen zu Upsala vom Meere her, die Westwinde aus dem Innern des Landes. Auf der Nord- und Ostseite der Depression herrschen aber

1) Siehe Met. Z. XXXIII. 1898. S. 58 und S. 428 (Ben Nevis).

2) H. H. Hildebrandsson, Sur la distribution des Eléments mét. autour des Minima et des Maxima barométriques. Upsala 1883.

östliche Winde, auf der Westseite W- und NW-Winde, die östlichen und südlichen Sektoren sind deshalb die warmen, die westlichen die kalten, Winter und Sommer [1])

Im Winter ist die Cyklone warm, die Temperatur nimmt von aussen nach innen zu, — 1 4, 0·2, 0·8 und im Zentrum + 1 3, im Sommer verhält es sich umgekehrt, die Temperatur nimmt gegen das Zentrum der Barometerdepression ab 0·3, — 0·1, — 0 6°, Zentrum — 2 5° Dagegen ist die mittlere Temperatur im Zentrum eines Barometermaximums im Winter — 2·9°, im Sommer + 0·1° Alle diese Zahlen sind Temperaturabweichungen vom Mittel für 8^h am

Teilt man die Depression in zwei Hälften, deren eine die Sektoren NE bis S umfasst, die andere die Sektoren SW bis N, so erhält man folgende Temperaturabweichungen in verschiedener Entfernung vom Zentrum der Depression

Luftdruckzone	< 745	745—755	755—760	760—765	> 765	Mittel
Sektoren	B	C	D	E	F	
			Temperaturabweichung im Winter			
NE—S	3 7	1 9	2 7	1 2	0 7	2 1
SW—N	—0 8	—1 3	—1 2	—2 5	—3 6	—1 9
			Temperaturabweichung im Sommer			
NE—S	1 0	0 7	1 0	1 0	1 4	1 0
SW—N	—1 9	—2 1	—1 7	—0 8	—0 9	—1 5

Im Winter nimmt die Temperatur ziemlich regelmässig mit Zunahme des Luftdruckes, d h mit der Entfernung vom Zentrum der Depression ab, im Sommer ist die Temperaturverteilung eine gleichmässigere Winter wie Sommer bringt die eine Hälfte der Depression eine Erwärmung, die andere eine Abkühlung In welchen Sektoren die Erwärmung, in welchen die Abkühlung vorherrscht, hängt, wie schon hervorgehoben, in hohem Grade auch von der Lage des Ortes ab Obige Zahlen gelten daher strenge genommen nur für Upsala

Doch zeigt auch Thorshavn (Färöer) eine ähnliche Temperaturverteilung um das Zentrum einer Barometerdepression Wegen der insularen Lage dieser Station mitten im Nordatlantischen Ozean verdienen die Ergebnisse, welche Åkerblom für dieselben erhalten hat, eine kurze Erwähnung (s die Tabelle auf S 527).

Die Temperaturverhältnisse der Barometerdepression sind zu Thorshavn ähnliche wie zu Upsala Die warmen Sektoren umfassen die NE- bis S-Seite der Depression, die kalten die SW- bis N-Seite Da Thorshavn mitten im Ozean liegt, so können diese Ergebnisse ziemlich als die normalen in einer Barometerdepression der nördlichen Hemisphäre angesehen werden

Auf die ähnlichen Berechnungen für Wien, Magdeburg und Swinemünde kann hier bloss aufmerksam gemacht werden [2]) Höchst erwünscht wären ähnliche Berechnungen für Nordamerika, namentlich für die Orte im Innern

[1]) Die vordere und äquatoriale Seite der Depressionen, welcher Luft aus niedrigeren Breiten zuströmt, ist die wärmere, im Winter geradezu warme Seite der Depression, die Rückseite und Polarseite derselben, welche Zufluss der Luft aus höheren Breiten erhält, die kalte Seite Zwei Umstände nehmen aber auf die Temperaturverteilung in den Depressionsgebieten auch noch Einfluss, die Bewölkung und die Niederschläge, die im Sommer temperaturerniedrigend wirken, ferner die nähere Herkunft der Winde, ob vom Lande oder von der See her Die Landwinde sind, wie bekannt, im Winter kalt, im Sommer warm, umgekehrt verhält es sich mit den Seewinden Da die Trübung des Himmels und die Niederschläge vornehmlich an der vorderen Seite der Depressionen eintreten, so vermindern sie im Sommerhalbjahr die Temperaturzunahme, die sonst daselbst eintritt und können sie sogar ins Gegenteil verwandeln Ebenso können die Land- oder Seewinde die normale Temperaturverteilung in den Depressionsgebieten modifizieren, und auch die Gebirge nehmen wesentlichen Einfluss auf dieselbe, der auf der Luv- und Leeseite derselben verschieden ist

[2]) Wien und Thorshavn bei Ph Åkerblom, Magdeburg von Doerry, Swinemünde von Krankenhagen, siehe früheres Citat

Temperaturabweichungen vom Mittel (8^ham) zu Thorshavn in der Umgebung des Zentrums einer Barometerdepression.

Sektor der Depression	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Mittel
				Winter.					
B + C (< 755 mm)	0·3	1·2	1·6	2·4	1·2	0·4	—2·5	—3·3*	0·4
D + E (< 765 mm)	—0·2	0·8	2·3	3·3	2·3	—1·3	—5·2*	—3·5	0·1
F (> 765 mm)	—0·1	0·6	0·7	2·6	0·8	0·0	—4·3*	—3·3	0·0
				Sommer.					
B + C (< 755 mm)	—0·5	0·4	1·0	1·0	0·5	—0·9	—0·7	—1·5*	0·0
D + E (< 765 mm)	—0·5	0·0	1·1	1·1	0·5	—1·1	—2·5	—1·1	0·0
F (> 765 mm)	—0·4	0·9	1·9	1·9	1·5	0·9	—1·0	—1·9	0·7

Winter: Minimum (Zentrum) 0·8, Maximum (Zentrum) — 2·7; Sommer: Minimum 0·0, Maximum — 0·8.

P. Brounow hat die Ausdehnung des kalten und warmen Gebietes einer Barometerdepression im Winter und Sommer schärfer bestimmt. Das kalte Gebiet ist das einer negativen Temperaturabweichung, das warme das einer positiven. Im Mittel von 76 Fällen der Jahre 1876—1880, die den täglichen Wetterkarten des Physikalischen Zentral-Observatoriums in St. Petersburg entnommen worden sind, erhielt er folgende Ergebnisse:

Relative Grösse des warmen und des kalten Gebietes in einer Depression.

Jahreszeit	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
Grösse des warmen Raumes	74	52	31	54	53 Proz.
Grösse des kalten Raumes	26	48	69	46	47 „

Im Winter überwiegt die Erwärmung (positive Temperaturabweichung), im Sommer die Erkaltung, im Frühling und Herbst besteht ein geringer Überschuss der Erwärmung über die Erkaltung.[1])

Teilt man das Depressionsgebiet in 4 Sektoren, einen vorderen rechts im Sinne der Fortbewegung, einen hinteren rechts und einen vorderen und hinteren Sektor auf der linken Seite und bezeichnet dieselben mit I, II, III, IV, so erhält man folgende mittlere Temperaturabweichungen (7 und 8^h am):

Sektor der Depression, fortschreitend von W nach E.

	I	II	III	IV	I und II	II und III	Diff. III—I
	SE	SW	NW	N	Rechte Seite	Linke Seite	
				Temperaturabweichung.			
Winter	5·7	3·4	—2·3	0·5	4·6	—0·9	8·0
Frühling	2·9	0·9	—1·6	—0·6	1·9	—1·1	4·5
Sommer	1·5	—0·2	—2·1	—1·2	0·7	—1·7	3·6
Herbst	2·6	0·7	—1·2	—0·5	1·7	—0·9	3·8
Jahr	3·2	1·2	—1·8	—0·5	2·2	—1·1	5·0

[1]) P. Brounow, Über den jährlichen Gang der Temperaturanomalien in den europäischen Cyklonen. Rep. f. Met. B. IX. Nr. 2. Petersburg 1882. Das Gebiet einer Cyklone wurde abgegrenzt durch die Fläche innerhalb der äussersten zum Zentrum der Cyklone gekrümmten Isobare.

Die rechte Seite der Cyklone (oder der Barometerdepression) im Sinne der Fortbewegung ist das ganze Jahr hindurch warm, die linke ebenso kalt Vom Herbst bis zum Fruhjahr uberwiegt uber der ganzen Area der Depression die Erwarmung, im Sommer aber die Erkaltung Die mittlere Abweichung der Temperatur betragt im Januar 3 7°, im Juli — 0·8°

Haufigkeit des Maximums und Minimums der Temperatur in den Quadranten einer von W nach E fortschreitenden Cyklone

Quadrant	I	II	III	IV	Summe
	SE	SW	NW	N	—
Haufigkeit des Maximums	55	5	0	1	61
Haufigkeit des Minimums	1	2	52	8	63

Das Maximum der Temperatur ist ebenso wie die hochste mittlere Temperatur im vorderen rechten Quadranten der Depression zu finden, das Minimum im hinteren Quadranten der linken Seite [1])

Der Temperaturunterschied zwischen der rechten Seite einer Barometerdepression mit ihren SE- und S-Winden und der linken Seite mit den N- und NW-Winden ist in einzelner Fallen selbst in West- und Sudeuropa sehr gross So z B hatten am 15 Oktober morgens unter dem Einflusse eines Luftdruckminimums uber dem thyrenischen Meere Neapel 24°, Livorno 21°, dagegen Toulon 10°, Perpignan 6° Ahnliche Falle kommen ofter vor Besonders gross und schroff sind aber die Temperaturwechsel in den Vereinigten Staaten im Winter, infolge der raschen Warmeabnahme mit der geographischen Breite und dem raschen Fortschreiten der Barometerminima [2])

Dies sind die wichtigsten Thatsachen in Bezug auf die Warmeverteilung an der Erdoberflache im Gebiete der Barometerdepressionen Da in warmen Gebieten der Luftdruck langsamer mit der Hohe abnimmt als in kalten, so mussen wir schliessen, dass die Verteilung des Luftdruckes in grosseren Hohen oberhalb einer Barometerdepression nicht unerheblich abweicht von jener an der Erdoberflache, und dass uber der vorderen rechten Seite in der Hohe der Luftdruck grosser ist, als uber der hinteren linken Seite der Depression Auf die bedeutsamen weiteren Folgerungen, die sich daraus ergeben, soll erst spater eingegangen werden

Noch soll kurz die Verteilung der anderen meteorologischen Elemente in der Umgebung einer Barometerdepression in Betracht gezogen werden, wobei hauptsachlich die Ergebnisse fur Upsala und Thorshavn berucksichtigt werden mogen, wahrend fur Magdeburg, Swinemunde und Wien auf die citierten Abhandlungen verwiesen werden muss

---

[1]) Die von Brounow untersuchten Depressionen hatten grosstenteils eine Fortpflanzungsrichtung nach NE, E und SE, selten nach N oder NW, andere Richtungen kamen nicht vor

[2]) Einen bemerkenswerten Fall habe ich in der Zeitschrift f Met IV 1869 S 111—114 beschrieben Am 20 Januar 1866 hatten die ostlichen Staaten das Monatsmaximum der Temperatur bei SW- und S-Winden, die westlichen gleichzeitig das Monatsminimum bei NW-Winden, der mittlere Temperaturunterschied auf eine Distanz von ca 7 Längegraden betrug im Mittel der Extreme 32° C Am 19 scheint die Differenz noch grosser gewesen zu sein, jedenfalls lagen die Gegensätze noch näher bei einander Der rasche Temperaturwechsel beim Fortschreiten des Barometerminimums vollzog sich zumeist unter heftigen Gewittern, die in der Nacht vom 19 auf den 20 von Nord nach Süd mehr als 10 Breitegrade zurucklegten und ebenso von Wisconsin bis in den Staat New-York fortschritten Die Temperaturanderungen, die das Gewitter begleiteten, betrugen mehrfach über 30° innerhalb 6 Stunden Z B (Illinois) Dubois, 19 Januar 11h a m 21° C 5h p 16 7°, Weststurm mit Gewitter 8h p, Wind dreht sich nach NW, es fällt Schnee, wird bitter kalt 20 Januar 5h a m —19 4°, Temperaturwechsel 36° in 12 Stunden Golconda (37° 20′ nordl Br), 19 Januar 10h p abends 21 1°, herannahender NW-Sturm, Gewitter mit Hagel, 11 h 15 Sturm vorüber, —2 2°, 4h a m —12 2, Anderung 33 3 in 6 Stunden (Indiana) Veray, 19 Januar 9h p 20°, um 11h SW-Sturm mit schrecklichem Gewitter, Temperatur 21 1°, das Gewitter bewegt sich nach NE Am 20 morgens dreht sich der Wind nach NW, der Regen geht in einen Schneesturm uber, 5h a m —10° C, Temperaturänderung 31 1° in 6 Stunden Dies nur einzelne Beispiele Diese grossen Temperaturunterschiede sind wohl nicht bloss die Wirkung, sondern auch zugleich eine der Ursachen des raschen Fortschreitens der amerikanischen Barometerminima

Mittlere Bewölkung im Umkreise einer Barometerdepression.

Sektor der Depression	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Mittel
				Upsala.					
Winter	9·0	9·5	9·1	8·6	6·6	4·5*	5·2	9·3	7·7
Sommer	8·1	7·5	6·6	6·9	5·8	3·5*	5·8	7·5	6·5
				Thorshavn.					
Winter	9·0	8·1	8·4	8·4	7·4	6·2*	6·4	7·2	7·7
Sommer	8·6	8·9	7·3	8·1	7·6	6·5*	6·9	7·4	7·8
			Mittel: Thorshavn, Upsala, Swinemünde, Wien.						
Jahresmitt.	8·9	8·2	7·6	7·2	6·9	6·3*	7·1	8·5	—

Es hat also der N- und NE-Sektor einer Depression die grösste mittlere Bewölkung, der südwestliche die kleinste zu Upsala wie zu Thorshavn. Dabei ist zu beachten, dass im N- und NE-Sektor E- und SE-Winde wehen, im südwestlichen Sektor aber NW-Winde.[1]) Die mittlere Bewölkung in einer Depression ist Sommer wie Winter sehr gross. Für die mittlere Area eines Barometermaximums ist die mittlere Bewölkung zu Upsala im Winter 6·8, im Sommer 2·8, zu Thorshavn resp. 5·9 und 5·5, also viel kleiner als in der Barometerdepression.

Die Abnahme der mittleren Bewölkung mit der Entfernung vom Zentrum der Depression kommt im Winter nur wenig zur Geltung, viel mehr im Sommer.

Regenwahrscheinlichkeit im Umkreise eines Barometerminimums. Jahresmittel.[2])

Sektor	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Mittel
Thorshavn	·82	·76	·80	·90	·85	·80	.73*	·77	·81
Upsala	·73	·64	·60	·49	·27	·15*	·59	·67	·45
Swinemünde	·56	·34*	·39	·62	·70	·72	·71	·65	·61
Wien	·61	·57	·44	·34*	·53	·62	·77	·70	·59

Die Regenwahrscheinlichkeit in den verschiedenen Sektoren einer Barometerdepression ist nach den Lokalitäten viel mehr verschieden als die Bewölkung. Die Lage zum Meere und gegen nahe Bergzüge beinflusst die Lage des regenreichsten Sektors einer Barometerdepression. Thorshavn dürfte normale Verhältnisse haben, die grösste Regenwahrscheinlichkeit hat die vordere rechte Seite der Barometerdepression, die kleinste die Rückseite und die linke Seite. In Wien aber verhält es sich umgekehrt, der meiste Regen fällt auf der Rückseite einer Barometerdepression. Das wird für die Nordseite der Alpen ziemlich allgemein gelten. Die Regenverhältnisse in der Umgebung einer Barometerdepression müssen deshalb für jeden Ort speziell untersucht werden, nur Orte auf grossen Ebenen und ozeanische Inseln werden normale durchschnittliche Verhältnisse aufweisen können.[3])

[1]) Für eine Inlandstation wie Wien sind die Bewölkungsverhältnisse etwas anders, was besonders im Sommer recht deutlich hervortritt:

Sektor	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
Wien, Sommer	5.9	5.6	4.2	2.9*	4.4	5.8	5.6	6.1

Zentrum der Depression 7.6, des Barometermaximums 1.7.

[2]) Thorshavn B bis F, Upsala B bis D, Wien C bis E.

[3]) Zwischen den Regen, die bei SE-Winden beim Herannahen der Depression fallen und den Regen mit W-Winden findet öfter eine kurze Aufheiterung statt bei S-Winden, was Dove besonders hervorgehoben hat. Ein anderer Unterschied der Regen bei SE- und S-Winden gegenüber jenen bei NW-Winden besteht in folgendem. Bei südlichen Winden regnet es oft morgens stark, aber der Himmel hellt sich mit höhersteigender Sonne auf und es bleibt dann auch zuweilen bis zum Abend hell. Umgekehrt ist bei NW-Regenwetter der Himmel morgens meist rein, mit höher steigender Sonne tritt aber gebrochene Bewölkung ein, mit Strichregen, oft mit heftigen kurzen Schlagregen. Also: die Südwinde haben Morgenregen, die NW-Winde Nachmittagsregen, jene heitere Nachmittage, diese letzteren heitere Morgen. Die Ursache davon liegt offenbar in der verschiedenen Wärmeabnahme mit der Höhe in beiden Fällen. Bei SE und S nimmt die Wärme langsam mit der Höhe ab, die höheren Schichten sind warm, die Sonne löst die Wolken auf und die Tendenz zu aufsteigender Luftbewegung ist gering. Umgekehrt verhält es sich bei NW-Winden.

Die Regenwahrscheinlichkeit nimmt mit der Entfernung vom Zentrum der Depression, somit in der Richtung nach der Gegend des hoheren Luftdruckes hin ab und ist im Zentrum eines Barometermaximums am kleinsten [1])

Luftdruckzone	Minimum	< 745	745—755	755—760	760—765	> 765	Maximum
			Regenwahrscheinlichkeit				
Thorshavn	94	96	90	83	79	60	35
Upsala	67	56	47	32	25	24	·10
Wien	78	—	67	60	47	33	12

Die Gewitterhaufigkeit ist nach Krankenhagen in Swinemunde auf der E- und SE-Seite einer Barometerdepression am grossten Das gilt auch ziemlich allgemein fur ganz Westeuropa

Die Haufigkeit der Nebel ist durchschnittlich am grossten zwischen einem Barometermaximum und einem Barometerminimum Im Winter hat auf dem Festlande auch das Zentrum eines Barometermaximums eine sehr grosse Haufigkeit von Nebel, das Zentrum einer Barometerdepression hat gleichzeitig wenig Nebel, wegen der starkeren Winde und der hoheren Temperatur Im Sommer gilt das nicht mehr

Die mittlere Windstarke in den verschiedenen Sektoren einer Barometerdepression ist nicht uberall die gleiche, in Nordamerika z B am grossten auf der Ruckseite der Depression, im westlichen und mittleren Europa auf der Vorderseite derselben Sie nimmt jedoch fast stets mit der Entfernung vom Zentrum ab, wie folgende Zahlen zeigen Im Zentrum selbst aber ist die Windstarke auch gering

Luftdruckzone	Minimum	B	C	D	E	F	Maximum
Thorshavn	1 5	2 4	2 2	2 0	1 8	1 6	0 6 (Skale 0—6)
Schweden	2 6	6 1	5 3	4 7	4 5	4 4	2 4 m pro Sek
Wien	4 3	—	6 4	6 1	5 8	5 3	2 2 m pro Sek

Die grosste Windstarke wird im Durchschnitt in einiger Entfernung vom Zentrum erreicht, dann nimmt die Windstarke in der Richtung gegen den hoheren Luftdruck hin wieder ab, die Gegend hochsten Druckes hat die kleinste Windstarke

Polis findet, dass meist zwei Maxima der Windstarke in einiger Entfernung vom Zentrum zu bemerken sind [2])

Mittlere Windstarke in den verschiedenen Sektoren einer Barometerdepression Jahresmittel.

Sektor der Depression	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Skale
Thorshavn	1 8	1 7	1 7*	2 4	2 4	1 8	1 9	2 0	(0—6)
Schweden	2 6	2 0	1 9*	2 7	2 8	2 5	2 6	2 7	„
Nordseekuste	2·1	2 1*	2 5	3 2	3 3	3 1	2 3	2 3	„
Breslau und Karlsruhe	1 9	1 8*	2 0	2 6	3 1	4 0	2 8	2 1	„
Schneekoppe, Hochenschwand	3 6	3 0*	3 1	3 8	4 7	5 6	4 6	3 8	„
Wien	3 0	2 0*	2 9	2 3	4 6	9 0	8 3	6 9	m p Sek

[1]) Man vergleiche die von Kämtz berechneten Daten auf S 489

[2]) Entfernung vom Zentrum der Depression in Aquatorgraden = 111 km

Entfernung	1	2	3	4	5	6	7	8	9
				Mittere Windstarke					
Belgische Küste	2 1*	2 2	2 3	2 2	2 3	2 1	1 9*	1 9	2 1
Breslau	2 9*	3 0	3 0	2 8	2 7*	2 8	2 9	2 8	2 5*
Schneekoppe	5 1*	5 5	5 7	5 6	5 6*	5 7	5 4	5 1	5 0*

In Westeuropa und über dem Nordatlantischen Ozean findet sich die grösste Windstärke in den südlichen und westlichen Sektoren der Barometerdepression, die kleinste im östlichen und nordöstlichen Sektor. Mit anderen Worten: die grösste Windstärke hat der vordere Sektor der rechten Seite der Depression (im Sinne des durchschnittlichen Fortschreitens derselben), die kleinste der vordere Sektor auf der linken Seite derselben.[1])

Witterung in den verschiedenen Sektoren einer Area hohen Luftdruckes. W. van Bebber[2]) hat darüber spezielle eingehende Untersuchungen angestellt, deren Ergebnisse die vorstehenden wesentlich ergänzen. Bebber gründete dieselben auf die synoptischen Karten der Deutschen Seewarte (1881—1890). Die auf denselben auftretenden barometrischen Maxima (1479 an der Zahl) und die meteorologischen Daten für 8^h^ morgens, die nach den Lagen des Kernes der Maxima gruppiert und dann gemittelt worden sind, bildeten die Grundlage. Es wurden alle Fälle in Betracht gezogen, in welchen über ganz Deutschland die Luftbewegung eine anticyklonale war, ohne Rücksicht auf die Höhe des Barometerstandes.[3])

Je nach der Lage des Kernes des Maximums wurden 9 Fälle unterschieden: I. Lage in N und NNE, II. Lage in NE und ENE etc., IX. zentrale Lage. In der nachfolgenden Tabelle findet man das Hauptergebnis der auf die Witterung bezüglichen Daten übersichtlich zusammengestellt. Die mehr auf die Wetterprognosen bezüglichen Untersuchungen der Häufigkeit der verschiedenen Lagen in allen Monaten, der Andauer derselben und der Aufeinanderfolge der Lagen, sowie der Windrichtung bei den 9 Lagen in Nordwest-, Ost- und Süddeutschland müssen hier übergangen werden.

Witterung bei anticyklonaler Luftbewegung über Mitteleuropa nach van Bebber.

Lage des Kernes eines Barometermaximums

in	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Zentral
Windrichtung	NE	E	SE	S	SW	W	NW	N	—
Temperaturabweichung 8 h a m.									
Winter	—3·1	—4·3*	—2·4	—0·5	**3·0**	2·4	0·1	—1·0	—1·4
Frühling	—1·6	—1·0	(2·4)	**2·5**	1·8	—2·0	—2·2	—2·6*	—0·9
Sommer	0·4	1·9	**2·1**	1·6	—0·9	—1·0	—1·3*	—0·2	—0·2
Herbst	—1·6*	—1·9	—0 5	**0·8**	0·3	—1·1	—1·4	—1·4	—1·7
Bewölkung 0—4.									
Winterhalbjahr	2·9	2·7*	3·1	2·8	3·0	**3·4**	3·0	2·8	2·9
Sommerhalbjahr	1·6	1·4	0·3*	2·1	2·7	**2·7**	2·5	2·2	1·8
Nebelhäufigkeit (starke Nebel). Prozent.									
Winterhalbjahr	31	38	**67**	47	20*	36	31	35	45
Sommerhalbjahr	12	10	**18**	9*	9*	10	13	15	13
Regenwahrscheinlichkeit (in Prozent).									
Winterhalbjahr	43	32*	33	49	62	**78**	70	54	36
Sommerhalbjahr	54	44	42*	69	**76**	68	58	45	45
Wahrscheinlichkeit stärkerer Niederschläge.									
Jahr	9	5	4*	15	**20**	18	9	7	6

[1]) Berechnungen wie die obigen sollten auch für Nordamerika und Russland durchgeführt werden.

[2]) W. van Bebber, Das Wetter in den barometrischen Maxima. Archiv der Deutschen Seewarte. XV. 1892. Nr. 4. Hamburg.

[3]) Dies erklärt die grössere Zahl der „Maxima" im Sommer, 440 gegen 346 im Winter, und die von der charakteristischen Witterung echter Barometermaxima vielfach abweichenden Ergebnisse, oder das schwächere Hervortreten derselben in den nachfolgenden Mittelzahlen.

Durchschnittliche Niederschlagshaufigkeit in allen Lagen

	Winter	Fruhling	Sommer	Herbst	Jahr
Schwache Niederschlage	41	37	46	50	43 Proz
Starkere „	6	13	15	8	10 Proz

Einer spezielleren Erlauterung bedarf diese Tabelle nicht Die relativ grosse Haufigkeit der Niederschlage (und Starke der Bewolkung) in den Barometermaxima, namentlich bei zentraler Lage derselben, ist dem Umstande zuzuschreiben, dass der Begriff eines Barometermaximums hier in einem anderen Sinne genommen wurde, als dies gewohnlich der Fall ist, indem auf die Hohe des Barometerstandes keine Rucksicht genommen worden ist, wodurch namentlich im Sommer viel trubes und regenreiches Wetter dem Begriffe subsumiert werden musste [1]) Auch die durchschnittliche negative Temperaturabweichung in den Fallen zentraler Maxima im Sommer ist grosstenteils darauf zuruckzufuhren (die 2h-Temperatur giebt allerdings nahe + 1.0) Diese Bemerkungen sind notwendig, um Missverstandnisse bei der Interpretation der obigen Zahlen zu vermeiden [2])

Interessant ist die Wanderung des Maximums der Temperatur von dem sudlichen Quadranten der Hochdruckgebiete im Winter auf den ostlichen im Sommer, und der Minima von den NE-Quadranten derselben im Winter auf die westlichen im Sommer [3])

Die Warmeverteilung uber Europa, wenn im Winter ein Barometermaximum daselbst sich eingestellt hat und einige Zeit verweilt, ist hochst charakteristisch Liegt das Zentrum uber Mitteleuropa, so herrscht hier strenge Winterkalte, die Temperatur steigt sowohl nach Norden wie nach Suden und die Temperatur unter 60° nordl Br ist dann oft ebenso hoch wie unter 45 ja selbst 40° im Suden Die taglichen Wetterkarten zeigen in jedem Winter solche Falle

– Ein Beispiel dafur geben die Tage vom 22 bis 25 Dezember 1898 Fur die mittlere Lange von ca 10° E liefern die Wetterkarten fur 7—8h morgens folgende mittlere Barometerstande und zugehorige Lufttemperaturen von N nach S

Christianssund	Scudesnaes	Sylt Kopenhagen	Hamburg Berlin	Chemnitz Bamberg Kaiserslautern	Zurich München Passau	Genf Turin Riva	Nizza Livorno	Rom Cagliari	Palermo Malta
758	764	771	774	777	777	775	770	767	764
6	6	4	—0.6	—5	—7½	—2	2	2	8°

Im Norden herrschen W- und NW-Winde, in Mitteleuropa Windstille, im Suden N- und NE-Winde (aus dem Maximum heraus) Deshalb ist es bei dieser Luftdruckverteilung oft im Norden warmer als im Suden [4])

Wenn W H Dines findet, dass die Anticyklonen in England nicht kalt sind, so liegt dies

[1]) 440 Sommermaxima in 10 Jahren geben 44 pro Sommer oder 15 pro Monat, darunter 5.5 zentrale in jedem Monat, das erklärt obiges Zudem herrschen im Sommer die Lagen S bis NW weitaus vor mit SW- bis N-Winden, im Winter dagegen die Lagen N bis SE

[2]) Z B dass dieselben nicht im Einklange stehen mit den Sätzen, die man vielfach zur Charakteristik des Wetters im Maximum angefuhrt findet Man versteht eben unter „Barometermaxima" schlechthin stets Gebiete (auch absolut) hohen Luftdruckes und auf diese beziehen sich mit Recht diese Charakteristiken, nicht auf 440 · 920 = 48 Proz der Sommertage uberhaupt Die zentralen Sommermaxima machen noch 18 Proz, aus, so dass fast auf jeden fünften Tag ein zentrales Maximum entfällt

[3]) Die entsprechenden Zahlen für Swinemunde, Upsala und Petersburg (letztere nach Koppen, der eigentlich der erste war, der ähnliche Rechnungen durchfuhrte) stimmen deshalb auch besser mit der gewohnlichen und auch berechtigten Charakteristik der Barometermaxima Zentrale Maxima Temperaturabweichung Winterhalbjahr Swinemünde — 2.2, Upsala — 2.9, Petersburg — 4.3, Sommerhalbjahr Swinemunde + 0.6, Upsala + 0.1, Petersburg + 0.7° Regenwahrscheinlichkeit Petersburg Winterhalbjahr 20 Proz, Sommerhalbjahr 0 Proz Siehe W Köppen, Abhängigkeit des klimatischen Charakters der Winde von ihrem Ursprunge Rep fur Met IV 1875

[4]) 21 Januar 1884 Barometermaximum über SW-Frankreich Petersburg 2°, Odessa —13°, 30 Marz 1894 Barometermaximum über SW-Russland Christianssund SW_7 8.4°, Florenz E_2 7.6°, Uleaborg WSW_6 4.3°, Odessa N — 2.2, Konstantinopel NE_4 2.8°, Schnee, Athen NNE_8 6.0°, 23 Februar 1894 Christianssund 6°, Rom 0°, Neapel 4°

wohl darin, dass England meist am warmen Nordrande derselben liegt. Dagegen bringt dort niedriger Luftdruck oft kalte kontinentale NE- und E-Winde und damit grössere Abkühlung.[1])

Ist ein Barometermaximum einmal über Europa stationär geworden, so beherrscht es das Wetter oft längere Zeit und bringt grosse Trockenheit zu allen Jahreszeiten, und hohe Temperatur im Sommerhalbjahr. Die Dürreperiode in Westeuropa im Sommer 1887 z. B. und im Frühling 1893, sowie die hohe Temperatur der Septembermonate 1895 und 1898 sind gute Beispiele dafür.[2])

IV. Die vertikale Temperaturverteilung in den Barometerminima und -Maxima und ihr Einfluss auf die Druckverteilung in den höheren Schichten.

Die Barometerdepressionen sind, wie wir oben festgestellt haben, an der Erdoberfläche im Winter durchschnittlich von Erwärmungen begleitet, sie sind Orte höherer Temperatur, die Rückseite der Depression ausgenommen. Im Sommer allerdings bringen die Barometerdepressionen mit ihrer grösseren Bewölkung und den Niederschlägen eine Abkühlung, aber auch dann ist die rechte Vorderseite wärmer als die Rückseite. Die nächste Frage ist nun, wie weit diese Erfahrungen auch auf die höheren Luftschichten ausgedehnt werden dürfen. Diese Frage kann zunächst durch Beobachtungen auf höheren Berggipfeln beantwortet werden.

Hildebrandsson[3]) war der erste, welcher diese Frage, teilweise wenigstens, zu beantworten gesucht hat. Er berechnete die Temperaturabnahme zwischen Clermont Ferrand (388 m) und dem Puy de Dome (1467) im südlichen Frankreich (45° 47' nördl. Br.) im Winterhalbjahr (Oktober bis April) bei verschiedenen Richtungen des Gradienten und für verschiedene Luftdruckzonen.

Temperaturdifferenz (am Morgen) von Clermont und Puy de Dome. $\Delta H = 1080$ m.

Luftdruckzone	Minimum	< 745	745—755	755—760	760—765	> 765	Maximum
Bezeichnung	A	B	C	D	E	F	Maximum
Temperaturdifferenz (Grad)	6·2	8·0	7·2	6·6	5·4	2·0	2·1
Wärmeabnahme pro km	5·7	7·4	6·7	6·1	5·0	1·9	2·0

Die Wärmeabnahme mit der Höhe ist demnach in der Barometerdepression eine viel raschere als im Gebiete höheren Luftdruckes. Mit anderen Worten, der Wärmeüberschuss, den das Gebiet der Barometerdepression an der Erdoberfläche zeigt, verliert sich mit der Höhe. Ist z. B. an der Erdoberfläche das Gebiet der Barometerdepression (wenigstens im warmen Sektor) um 10° wärmer als das angrenzende Gebiet höheren Druckes, so wird die Temperatur in einer Höhe von x km sich ausgeglichen haben; x bestimmt sich aus der Gleichung: $10 - 7x = 0 - 2x$, $x = 2$ km. In der Höhe von 2000 m ist demnach der Temperaturüberschuss der Barometerdepression schon verschwunden, höher hinauf wird sie kälter als das Gebiet höheren Druckes.

Die Wärmeabnahme mit der Höhe ist im vorderen Sektor auf der rechten Seite der Depression am langsamsten, auf der hinteren Seite, wo die NW- und N-Winde wehen, am raschesten. Daraus folgt, dass auch die mittlere Temperatur

[1]) Quart. Journ. R. Met. Soc. XXV. Jan. 1899. S. 32.

[2]) Nature. 1887. Aug. 25. S. 396. The recent drought. Gute belehrende Darstellung der anticyklonalen Witterung. — Less, Met. Z. B. 29. 1894. S. 121.

[3]) Hildebrandsson, Sur la distribution etc. Upsala 1877. pag. 18.

Warmeabnahme mit der Hohe in den verschiedenen Sektoren einer Barometer-depression fur $\Delta h = 1080$ m (8^ha, Winterhalbjahr)

Sektor der Depression	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
Luftdruckzone C und D	6 1	6 0	5 9*	6 8	7 8	**8 0**	7 6	6 6
Luftdruckzone E und F	1 8	—0 2	0 2	2 1	6 7	**7 3**	6 7	5 1

der Luftsaule in einer Barometerdepression im vorderen Teile der Depression auf deren rechter Seite am hochsten ist, dagegen im hinteren Teile der linken Seite am niedrigsten In grosserer Entfernung vom Zentrum ist auf der Vorderseite einer Depression in den Morgenstunden des Winters fast gar keine Temperaturabnahme oder sogar eine Temperaturzunahme anzutreffen Ursache davon ist hier offenbar die geringe Windstarke oder selbst Windstille und der Einfluss der nachtlichen Warmestrahlung, welche die untersten Luftschichten am Boden am starksten abkuhlt Fur ein grosseres Hohenintervall und zahlreiche Stationen in verschiedenen Niveaus habe ich spater eine ahnliche Rechnung angestellt, deren Ergebnis hier angefuhrt werden soll [1])

Vertikale Temperaturverteilung in den Ostalpen im Winter (7^ha) bei verschiedener Luftdruckverteilung

Höhe in Meter	Niedriger Luftdruck in W	N	E	S	Gebiet des Barometer		Zentrum desselben	
Sektor der Depression [2])	E	S	W	N	Minimum	Maximum	Minimum	Maximum
500	— 4 3	— 3 9	— 1 8	— 5 0	— 2 2	— 8 1	1 9	— 8 6
1000	— 2 4	— 2 9	— 4 9	— 7 4	— 5 0	— 4 5	— 1 0	— 3·8
1500	— 2 1	— 3 1	— 8 1	— 9 7	— 7 8	— 3 5	— 3 9	— 1 2
2000	— 3 3	— 4 6	—11 3	—12 1	—10 6	— 2 9	— 6 8	— 0 9
2500	— 6 0	— 7 2	—14 4	—14 5	—13 5	— 4 9	— 9 8	— 2 7
3000	—10 3	—11 1	—17 6	—16 8	—16 2	— 8 7	—12·7	— 6 7
3500	—16 2	—16 1	—20 7	—19 2	—19 1	—14 3	—15 6	—13 0
Mittel	— 5 6	— 6 4	—11 3	—12 1	—10 6	— 5 7	— 6 9	— 4 2
Temperaturabnahme pro Kilometer [3])	4 0	4 1	6 3	4 7	5 6	2 1	5 8	1 8

Die in dieser Tabelle zusammengestellten Beobachtungsergebnisse stimmen vollkommen mit jenen von Hildebrandsson, sie beziehen sich aber auf eine Luftschicht von dreimal so grosser Machtigkeit und haben daher auch eine entsprechend grossere Tragweite

Die Tabelle lehrt

Die Temperaturabnahme mit der Hohe ist am kleinsten im Gebiete der Barometermaxima und auf der rechten Seite der Barometerdepressionen, am raschesten im zentralen Gebiete der Barometerminima selbst und auf deren linker Seite.[4])

[1]) J Hann, Studien über die Luftdruck- und Temperaturverhältnisse auf dem Sonnblickgipfel (3106 m) nebst Bemerkungen über deren Bedeutung für die Theorie der Cyklonen und Anticyklonen Sitzungsberichte der Wiener Akad B C April 1891 S 408—415

[2]) Zur bequemeren Vergleichung mit den vorausgegangenen Zahlen Strenge genommen nicht ganz zutreffend, da ganz allgemein nur die Richtung des Luftdruckgefälles für die Gruppierung der Temperaturen massgebend war, ohne Rücksicht auf die Barometerstände selbst

[3]) Zwischen der Erdoberfläche und $3^1/_2$ km ohne Rücksicht auf die Temperaturschichtung dazwischen

[4]) In den Vereinigten Staaten von Nordamerika tritt dieser systematische Unterschied der Warmeabnahme mit der Hohe in den Anticyklonen und Cyklonen nicht so klar in die Erscheinung, wegen der raschen Auf-

Die mittlere Temperatur der ganzen Luftsäule bis zu $3^1/_2$ km Höhe ist am höchsten in den Barometermaximis und auf der rechten Vorderseite einer Barometerdepression, am niedrigsten auf der Rückseite der Barometerdepressionen und auf deren linker Seite überhaupt.

Die Sätze, welche Brounow für die Temperaturverteilung im Gebiete einer Cyklone (Barometerdepression) an der Erdoberfläche gefunden hat, gelten für die ganze Mächtigkeit der Luftmasse bis über $3^1/_2$ km Höhe. Die ganze linke Seite der Depression ist kalt, die ganze rechte Seite warm. Das Zentrum der Depression ist kälter als die letztere, während es an der Erdoberfläche (in den Ostalpen) wärmer ist.

Das Gebiet der Barometermaxima ist in der Regel im Winter an der Erdoberfläche kalt, ja ein Kältezentrum, die Temperatur nimmt aber rasch mit der Erhebung zu, bis zu ca. 2 km, dann wieder ab, erst in mehr als 3 km Höhe wird die niedrige Temperatur an der Erdoberfläche wieder erreicht. In $3^1/_2$ km Höhe ist die Temperatur im Gebiete des Barometerminimums niedriger als im Gebiete des Barometermaximums.

Die Wärmezunahme mit der Höhe, welche in den Ostalpen wie in Mittelfrankreich im Gebiete der Barometermaxima und selbst noch an der Vorderseite der Barometerdepressionen sich zu $1^1/_2$ und 2 km Höhe geltend macht, ist eine allgemeine Erscheinung im Winter der gemässigten Zonen. Die dünne kalte Luftschicht unten ist ein Ergebnis der Wärmeausstrahlung des Bodens und der Windstille, oder doch einer nur schwachen Bewegung der Luft.

Die Konsequenz dieser vertikalen Temperaturverteilung ist, dass die Barometerminima sich bis zu sehr grossen Höhen der Atmosphäre erstrecken können, denn in kalter Luft nimmt der Luftdruck rascher ab, als in warmer. Es war ein Irrtum, dass man früher annahm, dass wegen der relativ hohen Temperatur an der Erdoberfläche im Gebiete der Barometerdepressionen und der niedrigen Temperatur im Gebiete der Barometermaxima oberhalb der Barometerdepressionen der Luftdruck höher sei als in den benachbarten Anticyklonen, dass demnach ein anticyklonales Abfliessen der Luft dort stattfinde.[1] Die Cirrusbeobachtungen zeigen, dass das Ausfliessen der Luft in der Höhe aus den Cyklonen nicht in anticyklonalen Bahnen erfolgt, sondern wahrscheinlich auf einem Überwiegen der Zentrifugalkraft gegenüber dem Gradienten beruht.

Die Beobachtungen in den bemannten und die Registrierungen der Temperatur in den unbemannten Ballons sowie bei Drachenaufstiegen stimmen mit den Ergebnissen der Beobachtungen auf Berggipfeln überein. Die Wärmeabnahme mit der Höhe ist auch in freier Atmosphäre in den Anticyklonen langsamer als in den Cyklonen, wie dies mit der Theorie der Temperaturänderungen in herabsinkenden (Anticyklonen) und aufsteigenden (Cyklonen) feuchten Luftströmen übereinstimmt.

Z. B. Barometerminimum 14. März 1893. Beobachter Dr. Berson. Unten 8.7°, oben in 5660 m — 24.2. Temperaturabnahme pro 100: 0—2 km 0.41°, 2—4 km 0.60, 4—6 km 0.84°.

Barometermaximum 5. Oktober 1898. Beobachter Dr. Hergesell. Bis 1200 m Temperaturzunahme + 0.30 pro 100 m. Von 1.2—3 km Temperaturabnahme (pro 100 m) 0.48, 3—$3^1/_2$ km 0.98. Mittlere Wärmeabnahme bis zu 3 km im Barometermaximum 0.19°, im Barometerminimum 0.51°.

Die Ballonfahrt von Dr. Berson in England und Dr. Süring in Berlin am 14. September 1898 ergab, dass im ganzen Gebiet der Anticyklone die Nullisotherme sehr hoch lag (bei 4250 m in England, unten 27°, bei 3800 m über Berlin, unten 17°), ziemlich gleich der höchsten Lage, wie sie bei 70 Fahrten an heissen Sommertagen gefunden worden war. Der ganze Luftkörper des Barometermaximums erwies sich auf beiden Seiten als warm, mit langsamer Wärmeabnahme in den mittleren Höhen und sehr grosser (nahe 1° pro 100 m) in den grössten Höhen (bei 6100 über London — 14.1, über Berlin — 13.7°, in 8320 m bei 271 mm Druck — 34.1°). (Berson in „Das Wetter", 1898, S. 217).

In sehr auffallender Weise trat der Temperaturunterschied zwischen dem Luftkörper einer

---

einanderfolge derselben und der grossen Seltenheit stationärer Anticyklonen. Deshalb konnte Hazen dieselbe geradezu leugnen. Doch zeigen die Beobachtungen auf dem Mt. Washington und Pikes Peak dasselbe wie jene in den europäischen Gebirgen. Von ersteren sagt M. A. Veeder: Als Regel kann festgehalten werden: eine Zunahme der Temperaturdifferenz zwischen Mt. Washington und der Niederung begleitet und folgt dem Vorübergang der Barometerminima. Grosse Temperaturänderung mit der Höhe in diesem Falle. Der Kontrast mit der Ausgleichung der Temperaturunterschiede oben und unten beim Vorübergang eines Barometermaximums ist sehr auffallend. (Temp. in Storms and High Areas. Science. Aug. 8. 1890. Vol XVI. pag. 79. Mit Beispielen.) Über die entsprechenden Beobachtungen auf Pikes Peak s. Met. Z. 1898. B. 33. S. 58. M. s. auch Süring, Met. Z. 1894. S. 337, und Omond, 1898. S. 341.

[1]) Z. B. R. Abercromby, Weather. London 1887. pag. 138 etc. Deutsche Ausgabe. Freiburg 1894. S. 93 etc. Diese Ansicht war früher die allgemein herrschende. S. Zeitschrift f. Met. XI. 1876, S. 18 u. 99.

Anticyklone und einer Cyklone bei den Ballonfahrten am 18 Februar und am 13 Mai 1897 zu Tage [1]) Erstere fand im Zentrum eines Barometermaximums, letztere im Gebiete einer umfangreichen Depression statt Die Temperaturen in gleichen Höhen waren

Höhe	Erde	1120	2145	3390	4580 m	Mittel
Anticyklone am 18 Februar	2 7	5 8	1 0	— 5 4	—13 1	—1 8
Cyklone am 13 Mai	9 2	—1 7	—8 2	—16 1	—24 1	—8 2

Die Anticyklone des Wintermonates war wärmer als eine Cyklone um die Mitte des Mai

Dr Berson hat als allgemeines Ergebnis der deutschen wissenschaftlichen Ballonfahrten folgende Zahlenwerte für die vertikale Temperaturverteilung abgeleitet

Höhe in km	0	1	2	3	4	5	6	7	Mittel bis 6 km
					Winter				
Cyklone	3 0	—2 2	—8 0	—15 1	—20 8	—27 5	—34 0	(—44 4)	— 8 4
Anticyklone	1 5	1 3	—2 0	— 6 7	—10 9	—16 0	—25 8	(—30 2)	—14 9
					Sommer				
Cyklone	15 7	9 1	3 0	— 0 8	— 7 0	—15 3	—22 0	—	+ 2 1
Anticyklone	20 6	13 6	7 7	2 1	— 3 3	— 9 1	—17 2	(—22 0)	— 2 5

Im Mittel von 5 Anticyklonen im Herbst und Winter und 4 Cyklonen im März und Mai fand Berson die mittlere Temperatur bis zu 6000 m hinauf wie folgt Es ergaben sich ferner im allgemeinen Mittel aus allen Beobachtungen bis 7 km die folgenden Zahlen für die Wärmeabnahme mit der Höhe [2])

Mittlere Temperatur			
5 Anticyklonen		4 Cyklonen	
Erdoberfl	0—6 km	Erdoberfl	0—6 km
7 1	—3 0	6 7	—12 4

Allgemeine Mittel		
Höhenintervall	0—4000	4—7000 m
Temperaturabnahme pro 100 m		
Anticyklonen	0 46°	0 60°
Cyklonen	0 57°	0 65°

Die hiermit ganz übereinstimmenden Ergebnisse der Temperaturaufzeichnungen in unbemannten Ballons fasst Teisserenc de Bort in folgender Weise kurz zusammen

Die Temperaturabnahme mit der Höhe nimmt in der Nähe der Depressionszentren rasch zu und kann in manchen Fällen 0 9° pro 100 m erweisen Dagegen beobachtet man in einer grossen Anzahl von Barometermaxima folgendes Vom Boden bis zu 1500—2000 m ändert sich die Temperatur wenig und nimmt häufig noch zu, dann beginnt sie abzunehmen, zuerst in normaler Weise, dann in einer Höhe von 9—10 km in dem sehr raschen Masse von nahe 1° pro 100 m Im Vergleich zu den Depressionsgebieten ergiebt sich folgendes Die untere Partie der Depressionen ist oft wärmer als die der Barometermaxima, aber schon in der Höhe von einigen hundert Metern bedingt die rasche Wärmeabnahme in den Depressionen eine niedrigere Temperatur als in den Anticyklonen Auch die mittlere Partie einer Depression von 3—4 km Höhe ist gewöhnlich kälter als die korrespondierende des Barometermaximums Die Ballons sondes haben diese Thatsache bestätigt bis zur Höhe der Cirrusregion, wo sich dann die Temperaturunterschiede zwischen den Barometermaxima und -Minima wieder ausgleichen

Die Registrierungen bei Drachenaufstiegen in Amerika haben in Bezug auf die Wärmeabnahme ganz ähnliche Resultate ergeben. Die folgenden Mittelwerte sind

[1]) Wissenschaftliche Luftfahrten B II S 250

[2]) Wissenschaftliche Luftfahrten B III W v Bezold, Theoretische Schlussbetrachtungen

aus drei Beobachtungsreihen in der Nähe des Zentrums der Anticyklonen und der Cyklonen erhalten worden.

Mittlere Temperaturabnahme mit der Höhe pro 100 m.

Höhenintervall	0—1000	1000—2000	2000—3000	0—1000	0—2000	0—3000 m
Anticyklonen	0·18	0·25	0·31	0·18	0·21	0·25
Cyklonen	0·32	0·24	0·51	0·32	0·28	0·36

Die Wärmeabnahme mit der Höhe erfolgt langsamer in den Anticyklonen als in den Cyklonen. Die Mitteltemperaturen selbst wurden aber bis zu 3 km in diesen 3 Cyklonen höher gefunden als in den 3 Anticyklonen, letztere waren um $5^1/_2{}^0$ kälter.[1])

Die Lage der Achse der Cyklonen. Die Temperaturverteilung im Umkreise eines Barometerminimums (siehe S. 528) bringt es mit sich, dass die Form der Isobaren mit zunehmender Seehöhe sich ändern muss, demnach auch eine Cyklone mit kreisförmigen Isobaren an der Erdoberfläche in der Höhe asymmetrisch wird. Da auf der Rückseite und auf der linken Seite der Barometerdepression die ganze Luftmasse kälter ist als auf der Vorderseite, so nimmt dort der Luftdruck mit der Höhe rascher ab als hier, die Vorderseite der Barometerdepression hat in der Höhe in gleichem Niveau einen grösseren Luftdruck als die Rückseite. Wenn die Barometerdepression fortschreitet, so wird deshalb in der Höhe hinter dem abziehenden Minimum der Luftdruck noch sinken, während er an der Erdoberfläche schon steigt. Loomis hat diese Thatsache zuerst in den meteorologischen Beobachtungen auf dem Mt. Washington (1914 m) aufgezeigt und dieselbe dann bei anderen Bergstationen in Nordamerika wie in Europa gleichfalls konstatieren können.[2]) „Das Zentrum niedrigen Druckes in der Höhe des Mt. Washington blieb in einigen Fällen gegen jenes an der Erdoberfläche um 320 km zurück. Es treten überhaupt die Maxima und Minima der Druckänderungen an der Basis der Berge früher auf als auf deren Gipfeln."

Da in den Vereinigten Staaten der Temperaturgegensatz zwischen der Vorder- und Rückseite einer Barometerdepression oft ausserordentlich gross ist (30—40° C.), so erklärt derselbe vollständig diese scheinbar so auffallende Erscheinung.[3])

Man hat auf Grund dieser Beobachtungen den Satz aufgestellt, „dass die Achse der Cyklone nach rückwärts (nach links) geneigt sei." Unter Achse der Cyklone wäre dann die Verbindungslinie der Orte niedrigsten Luftdruckes in vertikaler Richtung zu verstehen.[4]) Man muss sich aber sehr wohl hüten, damit die Vorstellung eines regulären Wirbels um eine stark nach rückwärts geneigte Achse zu verbinden. Die Dimensionen der aussertropischen Cyklonen oder Barometerdepressionen gestatten eine solche Annahme nicht.

---

[1]) Die Drachenbeobachtungen ergaben auch Temperatursteigerungen in der Höhe und damit Unterbrechungen der Wärmeabnahme mit der Höhe. Solche wurden konstatiert in den Anticyklonen wie in Cyklonen, sowohl bei wolkenlosem, wie bei ganz bedecktem Himmel. Dieselben waren stärker markiert bei Nacht als bei Tag. Dies ist bemerkenswert, weil die Beobachtungen bei den Ballonaufstiegen bei Tag zu der Ansicht Veranlassung gegeben haben, dass „die obere Wolkenoberfläche diese Unterbrechung des Temperaturgradienten veranlasse infolge der Absorption der Sonnenstrahlung durch die Wolkenteilchen bei Tag und der Wärmeausstrahlung bei Nacht." Dass dies nicht der Fall, zeigen diese Beobachtungen, welche ergeben, dass die Temperaturzunahme an der oberen Wolkengrenze bei Nacht ebenso markiert auftritt als bei Tag. (Nach Helm Clayton in Blue Hill Met. Observ. Bull. Nr. 1. 1900.)

[2]) Loomis, Contributions. 10. Paper. S. mein Referat in Zeitschrift f. Met. B. XIV. 1879. S. 154.

[3]) In 1914 m Höhe sinkt der Luftdruck für jeden Grad Temperaturabnahme um ca. 0.5 mm (s. S. 409), also um 10 mm für 20° Temperaturfall.

[4]) Hildebrandsson führt einen Fall an, wo das Zentrum der Depression an der Erdoberfläche schon in der Mitte von Finland angelangt war, während das obere Ende des Wirbels in der Cirrusregion im Nordwesten des Mälarsees zu suchen gewesen wäre, eine Entfernung wie von London nach Kiel.

Die aussertropischen Cyklonen haben einen horizontalen Durchmesser, der meist mehrere hundert Male grösser ist, als ihre vertikale Höhe[1]), sie stellen demnach ganz flache Scheiben dar. Es fehlt ihnen zudem, wie wir noch sehen werden, in Höhen von 2—3 km schon die linke Seite fast völlig. Man hat es demnach bei den Cyklonen der mittleren und höheren Breiten gar nicht mit regulären Wirbeln zu thun, die das Barometerminimum vollständig umkreisenden Luftbewegungen sind auf eine dünne Schicht nahe der Erdoberfläche beschränkt, ein geschlossener Wirbelring um eine vertikale Achse ist nur in seltenen Fällen vorhanden. Der niedrige Luftdruck, der über die Erdoberfläche hin fortschreitet, giebt in seinem Umkreis den Impuls zu einströmenden Luftbewegungen, ohne dass es zur Bildung eines geschlossenen rotierenden Luftkörpers kommt. Letzteres scheint bei unseren Cyklonen nur in sehr seltenen Fällen einzutreten.

Einen Wirbelkörper, dessen Achse in 2 km Höhe schon über 300 km nach rückwärts geneigt ist, also mit der Erdoberfläche einen Winkel von nur 24 Minuten einschliesst, kann es natürlich nicht geben; man erkennt aber aus diesem Beispiel, dass auch ein viel kleineres „Zurückbleiben" des Minimums in 2 km Höhe mit einer geschlossenen Wirbelbewegung nicht verträglich ist, dass also bei grösseren Temperaturdifferenzen zwischen der Vorder- und Rückseite einer Cyklone von Wirbeln im gewöhnlichen Sinne gar nicht mehr die Rede sein kann.

Die Form der Barometerdepressionen in grösseren Höhen. Reduziert man die an der Erdoberfläche beobachteten Barometerstände mit Rücksicht auf die daselbst bestehende Temperaturverteilung in der Umgebung einer Barometerdepression auf ein höheres Niveau, so kann man den Verlauf der Isobaren daselbst konstruieren und mit jenem an der Erdoberfläche vergleichen[2]).

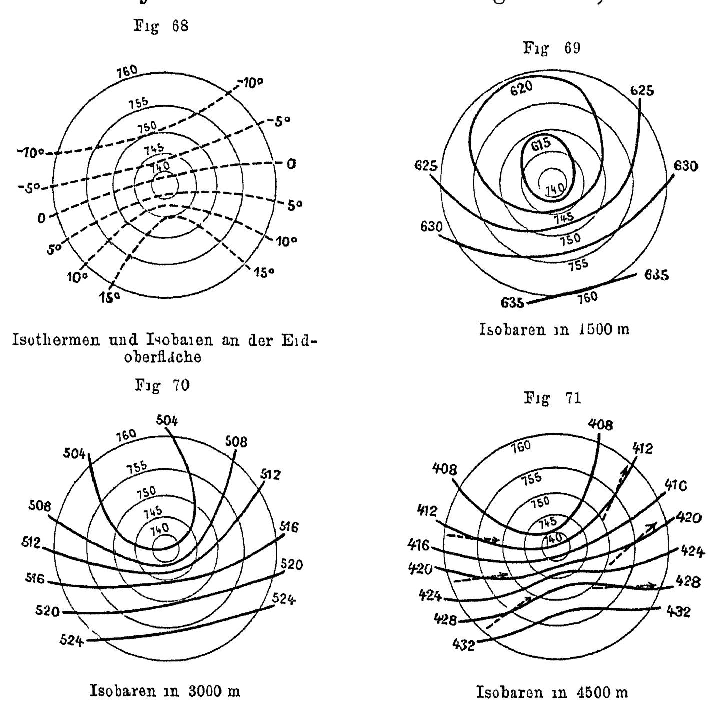


Fig. 68. Isothermen und Isobaren an der Erdoberfläche.

Fig. 69. Isobaren in 1500 m.

Fig. 70. Isobaren in 3000 m.

Fig. 71. Isobaren in 4500 m.

Änderung der Isobaren mit der Höhe. (Nach A. Angot, Météorologie.)

[1]) Nach Loomis reichen die amerikanischen Cyklonen oft kaum bis zur Höhe des Mt. Washington. Bigelow schätzt nach den neuesten amerikanischen Wolkenmessungen die Höhe der Cyklonen der Vereinigten Staaten auf 3—5 km. Doch kann dies keinesfalls ganz allgemein gelten, da die Barometerdepressionen die Rocky Mountains oft überschreiten.

[2]) Möller hat ein Verfahren angegeben, um auf Grund der unteren Isobaren und Isothermen die Isobaren in einem höheren Niveau zu konstruieren. Annalen der Hydrographie etc. Berlin 1882. S. 212. Tafel 12 und Köppen, Über die Gestalt der Isobaren in ihrer Abhängigkeit von Seehöhe und Temperaturverteilung. Met. Z. 1888. B. XXIII. S. 470, namentlich S. 476 etc. Mit instruktiven Beispielen.

Die vorstehenden Figuren zeigen nach Angot die Änderung der Form der Isobaren einer an der Erdoberfläche kreisförmigen Cyklone mit zunehmender Höhe. Die Wärmeabnahme ist dabei in allen Teilen derselben gleichförmig zu 0·6° pro 100 m angenommen worden.

Man sieht, wie zunächst schon in 1500 m das Minimum nach NW hin verschoben wird, während die inneren Isobaren eine elliptische Form annehmen, die äusseren aber gar nicht mehr geschlossen bleiben. In 3 und 4½ km Höhe giebt es kein geschlossenes Minimum mehr. An die Stelle desselben ist bloss eine Ausbuchtung der Isobaren getreten, die mit zunehmender Höhe immer flacher wird. Die in Fig. 71 eingezeichneten Windpfeile zeigen bloss noch eine leichte Ablenkung der oberen Winde, ganz ähnlich jener in der Cirrusregion über den amerikanischen Cyklonen nach den Wolkenbeobachtungen am Blue Hill (s. Fig. 61, S. 514).

In grosser Höhe verschwinden die Gradienten auf der Nordseite einer Barometerdepression der Erdoberfläche fast gänzlich. Statt eines regulären Wirbels zeigt sich dort nur mehr eine Störung in dem allgemeinen westöstlichen Verlauf der Isobaren, eine Art „Teilminimum", welches dem grossen, der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre zugehörigen Polarwinkel tributär ist.[1]) Solche Teilminima begleiten, wie wir sehen werden, auch an der Erdoberfläche zuweilen die grossen Barometerdepressionen zumeist auf der rechten Seite.[2])

In Wirklichheit wird die Auflösung der unteren Isobaren mit zunehmender Höhe noch rascher erfolgen und grösser sein, erstlich weil die Wärmeabnahme mit der Höhe auf der Rückseite der Drepressionen grösser ist als an der Vorderseite (nicht gleichförmig, wie oben angenommen worden ist) und weil überdies noch das verstärkte obere Luftdruckgefälle vom Äquator gegen den Pol hin in gleichem Sinne wirksam ist.

Die regelmässigen Cyklonen mit kreisförmigen, ja überhaupt mit geschlossenen Isobaren sind deshalb nur Gebilde der unteren Luftschichten und haben nur eine Mächtigkeit von kaum über 1 km Höhe.

Drittes Kapitel.

Die Wirbelstürme der Tropen.

Einleitung. Die tropischen Wirbelstürme oder Cyklonen im engeren Sinne haben mit den Stürmen um ein Depressionsgebiet in den höheren Breiten sehr vieles gemeinsam. Es lassen sich ja auch manche der tropischen Wirbelstürme bis weit in die gemässigte Zone hinein verfolgen, ohne dass sie dabei ihre wesentlichen Eigentümlichkeiten einbüssen. Dies ist nicht selten bei den westindischen Orkanen der Fall, die ihren Weg zuweilen bis an die nordeuropäischen Küsten fortsetzen können. Auch die Cyklonen auf der Westseite des nördlichen Stillen Ozeans setzen ihren Weg oft in die gemässigte Zone hinein fort.

Die wesentlichsten Unterschiede der tropischen Cyklonen gegen die Wirbelstürme der höheren Breiten sind: 1. ihr relativ seltenes Auftreten, das zudem an ganz bestimmte Erdstellen gebunden ist; 2. ihr geringerer Durchmesser bei viel grösserer

---

[1]) S. auch Sprung, Lehrbuch. S. 218. Asymmetrie der Cyklonen.

[2]) S. auch Laugthon, Quart. Journ. R. Met. Soc. IX. pag. 81 und D. Archibald, Nature. Vol XXVI. pag. 222, in Bezug auf das Vorherrschen bloss der südlichen Hälfte bei unseren Wintercyklonen auch an der Erdoberfläche. Dieselben sind grösstenteils sekundäre Depressionen, die in der Peripherie der grossen, nahezu ständigen Cyklone fortziehen, deren Zentrum im Winter durchschnittlich bei Island liegt und deren Gradienten und Winde prädominieren.

Intensität, in Bezug auf Windstärke und Luftdruckabnahme gegen das Zentrum des Wirbels, 3. der an letzterem zumeist beobachtete windstille Raum; 4 der Luftdruck fällt erst dann erheblich, wenn der Wind schon stürmisch und das Zentrum des Sturmes nicht mehr weit entfernt ist, 5 das langsame Fortschreiten, das, innerhalb der Tropen, von Ost nach West gerichtet ist, also entgegengesetzt der Richtung der durchschnittlichen Bahnen der aussertropischen Stürme, 6. ihre Unfähigkeit oder geringe Fähigkeit über Land fortzuschreiten, namentlich selbst niedrige Bergzüge zu überschreiten

Der innere Teil der tropischen Cyklonen stellt einen ziemlich gut abgegrenzten Wirbelkörper dar, wie er bei unseren Stürmen nur in seltenen Fällen zu stande kommt

Historische Bemerkungen Die Wirbelnatur der grossen Stürme wurde zuerst bei den tropischen Stürmen erkannt, wo dieselbe auch wegen des geringeren Durchmessers der Sturmfelder und der viel grösseren Regelmässigkeit des Phänomens überhaupt am leichtesten aus den Erscheinungen an einem Orte abstrahiert werden konnte

Der berühmte Seefahrer Dampier beschreibt einen Orkan, den er in Ostasien im Juli 1687 erlebt hatte, erwähnt des zentralen windstillen Raumes und erkennt ihn als einen grossen Luftwirbel „Die Typhone“, sagt er, „sind eine Art heftiger Wirbel, welche an den Küsten von Tonkin in den Monaten Juli, August und September herrschen“[1])

Schon im Jahre 1698 hat Kapt Langford der Königlichen Gesellschaft in London eine Abhandlung über die Orkane der Antillen überreicht, in welcher dieselben schon ganz richtig beschrieben und als heftige Wirbel bezeichnet werden Er macht aber keine Erwähnung von dem Fortschreiten derselben [2]) Auch Varenius bezeichnet sie in seiner Geographia generalis 1650 als Wirbel Dies scheinen die ältesten Erkenntnisse von der Natur der Stürme zu sein [3])

Bei der Untersuchung des ausserordentlich tiefen Barometerstandes am 24 Dezember 1821 und des Luftdruckminimums vom 2 Februar 1823 in Europa hatte H W Dove gefunden, dass die Luft um diese Barometerdepressionen in der Richtung von S über E nach N und W rotierte, also entgegengesetzt dem Zeiger einer Uhr Er konnte dann auch konstatieren, dass die Drehung der Winde auf der südlichen Hemisphäre in entgegengesetzter Richtung erfolgt. Auch das Fortschreiten des Minimums vom 24 Dezember von Brest nach Lindesnaes in Norwegen konnte er verfolgen [4])

Den Satz, den Dove damals aussprach „Dass überhaupt die Stürme Wirbelwinde sind, ist eine Erfahrung, die jeder Seemann bestätigen wird“ nahm er aber später wieder zurück, und bezeichnete ihn als eine Übereilung, einen Fehler, den er zu verbessern suchte, nur für die Stürme der Tropen liess er ihn gelten Für die höheren Breiten hatte er inzwischen das Drehungsgesetz des Windes aufgestellt und mit grossem Aufwande von Nachweisen zu stützen gesucht Die Wirbelnatur der Stürme wäre mit der allgemeinen Geltung dieses Gesetzes in Widerspruch geraten, deshalb liess er dieselbe fallen [5])

---

[1]) Dampier, Voyage autour du monde Tome II pag 89 Amsterdam 1701—1705 Teifun kommt nach Hirth von Tai-fung, Tai bezeichnete in Formosa einen heftigen Wind, fung im Altchinesischen Wind überhaupt Die Bezeichnung hat sich für die Orkane Ostasiens eingebürgert Auf den Philippinen heissen die Wirbelstürme Baguios

[2]) Langford, Philosoph Trans 1692 S 407

[3]) S H Hildebrandsson und Teisserenc de Bort, Les bases de la Met dynamique 1 Paris 1895 Ch II pag 23 etc

[4]) H W Dove, Über barometrische Minima Pogg Annalen B 13 S 596

[5]) Siehe H W Dove, Das Gesetz der Stürme Pogg Annalen B 52 Dann als Buch in 4 Auflagen erschienen 3 Auflage Berlin 1866 S 142 Das Kapitel Die Stürme der heissen Zone und ihr Eingreifen in die gemässigte Zone, S 130—180, enthält grösstenteils nach Redfield, Reid und Piddington charakte-

Die ersten völlig zutreffenden und gründlichen Kenntnisse über die Gesetze der Wirbelstürme Westindiens verdankt man dem Amerikaner Wm. C. Redfield und dem Engländer Col. Reid, Gouverneur der Bermudasinseln. Dieselben wurden vervollständigt und ergänzt durch die Untersuchung der Stürme des Indischen Ozeans durch Piddington in Calcutta. Die von diesen drei Männern gesammelten Beobachtungen bilden jetzt noch die Grundlagen der Theorie der Wirbelstürme. Alle wesentlichen, allgemeinen Eigenschaften der Cyklonen wurden von denselben schon erkannt und mitgeteilt. Redfield hat auch das Fortschreiten derselben innerhalb der Passatzone von SE nach NW schon entdeckt. Dass er auch die Konvergenz der das Wirbelzentrum umkreisenden Winde gegen dasselbe schon erkannt hatte, mag schon hier betont werden.

Die grundlegenden Abhandlungen und Werke dieser Autoren findet man ziemlich vollständig zusammengestellt bei Reye: Wirbelstürme S. 237, hier mögen nur folgende angeführt werden: Redfield, Remarks on the prevailing storms of Atlantic Coast of the North. Am. States. American Journ. of Science. Vol XX. 1831. On three several Hurricanes of the Atlantic. New Haven 1846. Hier findet sich ein Paragraph: Vortical Inclination ot the Storm-Wind. — Ausserdem American Journ. XXV, XXXI, XXXV, XLII (1833—1842).

Wm. Reid, An attempt to develop the law of storms. London 1838. The Progress of the development of the Law of Storms. London 1849.

Piddington, Hurricane in the bay of bengal June 1839 und zahlreiche Abhandlungen in dem Journ. Asiatic Soc. of Bengal. Endlich sein berühmtes Buch: The Sailors Horn Book for the law of storms etc. London 1851.

Thom, An Inquiry into the Nature and course of storms in the Indian Ocean. London 1845. H. Blanford bezeichnet diese Werke als noch immer wertvoll für den Seemann und Meteorologen.

Reproduktionen einiger Sturmkarten von Redfield, Reid und Piddington findet man bei Th. Reye, Die Wirbelstürme, Tornados und Wettersäulen.[1]) Hannover 1872.

Näheres über die Entwickelung der Theorie der Cyklonen durch die Arbeiten der genannten Forscher findet man in dem schon zitierten Werke von Hildebrandsson und Teisserenc de Bort auf S. 29 etc. Auch auf Wm. M. Davis: The Redfield and Espy Period. Report Int. Met. Congress Chicago. P. II. pag. 305 muss hingewiesen werden.

Eine für die richtige Vorstellung von der Natur der Stürme wichtige Beobachtung von B. Franklin in Amerika darf hier nicht unerwähnt bleiben. Bei Gelegenheit einer Mondfinsternis (21. Oktober 1743), deren Beobachtung ihm in Philadelphia infolge eines eintretenden NE-Sturmes entging, erfuhr er, dass dieselbe in Boston sichtbar war, weil dort ($2^1/_2{}^0$ nördlicher) der N-Sturm erst später eintrat. Diese Beobachtung veranlasste Franklin (1760) den Satz aufzustellen, dass die NE-Stürme zuerst in Georgien beginnen und sich von da nordwärts nach Virginien und den Neuengland-Staaten fortpflanzen. L. Evans gab schon 1743 auf einer Karte von Pennsylvanien folgende Legende: Alle unsere grossen Stürme beginnen leewärts, so dass ein NE-Sturm einen Tag früher in Virginien als in Boston auftritt. Mitchil verfolgte in den ersten Jahren des 19. Jahrhunderts das Fortschreiten der NE-Stürme nach Nord hin in einzelnen Fällen genauer der Zeit nach.

Mit der Konstatierung dieser Thatsachen wurde die sehr verbreitete Ansicht, dass die Stürme in der Richtung, nach welcher sie wehen, auch fortschreiten und sich Bahn brechen müssen, völlig widerlegt.

---

ristische Schilderungen tropischer Orkane. Das nächste Kapitel: „Stürme, welche an der äusseren Grenze des Passates entstehen" beginnt: Nach Beseitigung der Ansicht, dass die Stürme unserer Breiten nur durch die Richtung der Drehungsachse modifizierte Wirbelstürme der Tropen sind, bleibt für uns die Aufgabe, nachzuweisen, dass sie sich auf das abwechselnde Vorherrschen eines Polar- und eines Äquatorialstromes zurückführen lassen. S. 180. Dies blieb der Standpunkt der Doveschen Sturmlehre. M. s. Sitzungsberichte der Berliner Akad. Maiheft 1872. „Über die Stürme der gemässigten Zone." Dove unterscheidet „Gales" und „Hurricanes". Erstere drehen die Windfahne mit der Sonne. Giebt es keine Gales, dann ist das Drehungsgesetz nicht richtig.

[1]) Auch auf die zusammenfassende Schilderung des Auftretens und Verlaufes der tropischen Cyklonen S. 76 etc. soll hier aufmerksam gemacht werden.

I. Cyklonen, Begriff und allgemeiner Charakter derselben.

Piddington hat zuerst die Bezeichnung Cyklone auf jene heftigen Stürme angewendet, welche in gewissen tropischen Meeresgegenden vorkommen, und deren Wirbelnatur zuerst von Redfield und Reid bei den Orkanen in den westindischen Gewässern, und von Thom und Piddington selbst bei jenen im Indischen Ozean erkannt worden ist.

Das Wort Cyklon bezeichnet eigentlich einen Kreissturm, und in der That hat sich das Missverständnis einschleichen und längere Zeit hindurch erhalten können, dass in den Cyklonen die Luft die zentrale Kalme thatsächlich umkreist, und keine nach einwärts gerichtete Komponente habe, dass demnach die Windrichtungen im ganzen Umfange der Cyklonen Tangenten zu den Isobaren seien. Wie dies bei der Verkündigung neuer Wahrheiten gewöhnlich vorkommt, hatte man den Nachdruck auf die wichtigste Thatsache, die Drehung der Winde um ein Sturmzentrum gelegt, auf die kreisenden Windbahnen, die leichte Einbiegung derselben gegen das Zentrum wohl erkannt und auch ausgesprochen, aber als mehr nebensächlich behandelt, ja gestattet, dass der Einfachheit halber die Windbahnen kreisförmig gezeichnet wurden. Dass diese Darstellung bloss eine erste rohe Annäherung an die aufgefundenen Thatsachen

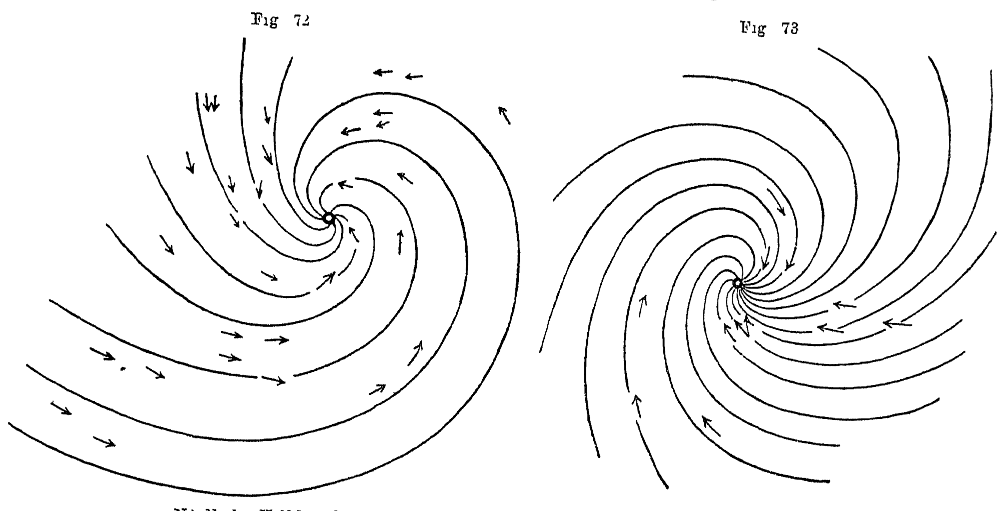


Fig. 72. Nördliche Halbkugel. Luftzirkulation in dem Orkan vom 25. August 1873 südlich von Neufundland.

Fig. 73. Südliche Halbkugel. Luftzirkulation in dem Mauritiusorkan vom 25. Februar 1860.

vorstellen sollte, blieb später unbeachtet, und die sog. „Zirkulartheorie der Cyklonen" bürgerte sich völlig ein, in theoretischen wie in praktischen Werken für den Seemann. Für diesen wurde die einfache Regel aufgestellt, dass das Sturmzentrum für einen Beobachter, welcher dem Winde den Rücken kehrt, gerade zur Linken liege (also die Windrichtung senkrecht stehe auf die Richtung zum Zentrum) und derselbe angewiesen, die Führung des Schiffes darnach einzurichten, um die gefährliche Annäherung an das Zentrum zu vermeiden. Das war das Gesetz der Stürme [1])

[1]) Im Gegensatz dazu leugnete der Amerikaner Espy die kreisenden Bewegungen und behauptete ein direktes Zufliessen der Luft gegen das Minimum, ohne Ablenkung. Die ablenkende Kraft der Erdrotation liess Espy bei seinen Deduktionen völlig ausser Betracht. Dies war die Zentripetaltheorie der Stürme. Espy,

Unzweifelhaft hat diese zu weitgehende Vereinfachung zahlreiche Schiffsunfälle und Schiffsverluste zur Folge gehabt.[1])

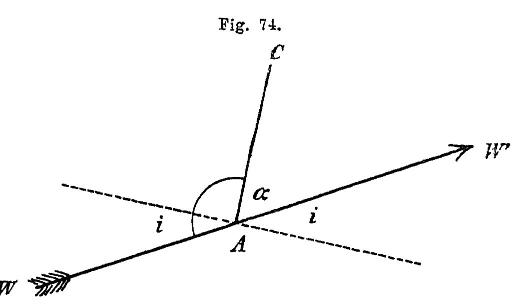
Ch. Meldrum auf Mauritius gebührt das Verdienst, die Einbiegung (Inklination) der Windrichtungen gegen das Sturmzentrum wieder zur allgemeinen Anerkennung gebracht zu haben, indem er aus den Beobachtungen der Stürme im Südindischen Ozean das Einströmen der Luft in Spiralen gegen das Zentrum nachgewiesen hat.

So kam erst ca. 40 Jahre nach der ersten richtigsten Feststellung der Luftbewegungen in einer Cyklone durch Redfield dieselbe wieder zur Geltung. Die vorstehenden beiden Figuren stellen die Luftbewegungen (Stromlinien) in einer Cyklone der nördlichen Hemisphäre (nach Toynbee) und der südlichen Halbkugel (nach Meldrum) dar.[2])

Das Sturmzentrum befindet sich demnach nicht gerade zur Linken des Beobachters, der dem Winde den Rücken kehrt (auf der nördlichen Hemisphäre), sondern durchschnittlich um 2—3 Kompasspunkte (22—33°) weiter nach vorwärts (rechts davon). Dieselbe Regel hat sich ja schon aus den Beobachtungen der europäischen Stürme ergeben. Ist der Wind z. B. Süd, so ist das Zentrum nicht in W, sondern in WNW oder noch mehr gegen N hin zu erwarten u. s. w.

Die Windrichtungen um ein Sturmzentrum in den Tropen sind im allgemeinen ganz dieselben, wie um die Barometerminima der höheren Breiten, für welche die Regeln schon oben (S. 506) aufgestellt worden sind.

Fig. 74.



AC Richtung zum Sturmzentrum. WW' Windrichtung. i Inklination des Windes. α Ablenkungswinkel.

1. **Ablenkungswinkel der Winde in den tropischen Wirbelstürmen.** Da diese Ablenkungswinkel auf verschiedene Weise angegeben werden, so ist es wichtig, darüber vorerst klar zu werden. Die beistehende Figur leistet dies.

Statt des Ablenkungswinkels α, wie wir ihn bisher definiert haben, wird auch häufig der Winkel WAC angegeben, also der Winkel zur Linken des Radius vektor, zwischen der Windrichtung und diesem selbst. Er ergänzt den Winkel α zu 180°; i ist der sog. Inklinationswinkel, der α zu 90° ergänzt, oder WAC — 90°.

An Bestimmungen des mittleren Ablenkungswinkels der Winde in tropischen Orkanen hat es nicht gefehlt. Willson berechnete denselben bei der Midnapore-Cyklone zu 59° (Inklination 31°), Toynbee, wie schon erwähnt, bei dem Wirbelsturm vom August 1873 zu 62° (Inklination 28°). Eliot und Blanford haben viele der Cyklonen der Bai von Bengalen daraufhin untersucht. Das mittlere Resultat ist nach Blanford: Zwischen 15° und 32° Breite in ca. 500 Meilen (800 km) vom Zentrum beträgt der Winkel zwischen Windrichtung und Radius

Report on Meteorology und Philosophy of Storms. London 1851. Dove hielt in seinem „Gesetz der Stürme" für die tropischen Stürme an der Zirkulartheorie fest, zu deren weiter Verbreitung und Festigung er dadurch viel beitrug; für die Stürme der höheren Breiten verwarf er die Wirbeltheorie.

[1]) In dem verbreiteten und angesehenen Werke Bridet, Études sur les Ouragans. Paris 1869, werden noch Segelanweisungen strenge nach der Zirkulartheorie gegeben.

[2]) Toynbee, Met. of the North Atlantic August 1873. London 1878. Meldrum, „Notes on the forms of Cyclones in the Southern Indian Ocean." Met. Office London 1861.

vektor 122° ($\alpha = 58°$, Inklination 32°), in 50 Meilen (80 km) Abstand 123° ($\alpha = 57°$, Inklination 33°). In niedrigeren Breiten zwischen 8° und 15° nördl. Br. in 500 Meilen (800 km) Entfernung beträgt dieser Winkel 129° (Inklination 39°, Ablenkungswinkel 51°). Wenn man also genau nach der Richtung hinblickt, aus welcher der Wind kommt, so ist das Sturmzentrum im Norden 11 Kompasspunkte, im Süden nahe 12 Punkte rechter Hand zu suchen [1]).

Für die Cyklonen der Philippinen wird die Richtung des Zentrums zu 10 bis 12 Kompassstriche nach rechts angegeben (Gesicht gegen den Wind) oder mit dem Rücken gegen den Wind 2—4 Strich zur linken nach vorne. Nach Doberck hängt (bei den Teifunen) der Winkel von der Distanz vom Zentrum ab, er wächst etwas mit der Entfernung von demselben. In 25 Meilen (Seemeilen) vom Zentrum beträgt er $10^1/_2$ Punkte (unsicher), in 75 Meilen 11, in 125 Meilen $11^1/_2$, in 150 Meilen $11^3/_4$ und in 200 Meilen Abstand 12 Punkte (125°). Zum Vergleiche sei bemerkt, dass die alte Regel nach der Zirkulartheorie mit ca. 8 Punkten (90°) rechnete, der Unterschied oder Fehler betrug also 3—4 Punkte (33—48°). Es muss schon hier bemerkt werden, dass die Richtung des Gradienten mit der Richtung zum Sturmzentrum durchaus nicht immer zusammenfällt.

Ein systematischer, allen Cyklonen gemeinsamer Unterschied in der Einbiegung der verschiedenen Winkelrichtungen gegen das Zentrum scheint kaum zu bestehen, am wenigsten bei den Cyklonen der Bai von Bengalen. Zumeist wird aber angegeben, dass der Ablenkungswinkel auf der Rückseite kleiner ist als auf der Vorderseite, das heisst, dass auf der Rückseite der Wind mehr direkt gegen das Zentrum hin weht. Dies geben an P. Viñes für die westindischen Cyklonen, Meldrum und Abercromby für die Stürme des Südindischen Ozeans, Doberck für die Teifune von Ostasien [2]).

Wenn die Cyklonen in ein Gebiet stärkerer Monsunwinde oder Passate eintreten, so beeinflussen letztere die cyklonischen Winde, verstärken dieselben, wo die Richtung übereinstimmt, und schwächen sie, wo das Gegenteil der Fall ist. Es ist zu erwarten, dass die bestehenden Winde auf die Richtung und Stärke der Winde des heranziehenden Sturmzentrums Einfluss nehmen. Sie bilden ja das Material des neuen Sturmkörpers, und die anfänglichen Windrichtungen im Umfange desselben müssen deshalb die Resultierenden sein der vorher auf dem Sturmfelde herrschenden Richtung und Stärke des Windes und des neuen Bewegungsimpulses, der vom Barometerminimum ausgeht. Dies bestätigen auch die Beobachtungen bei den Orkanen der Philippinen und bei den Teifunen von Ostasien [3]). Das zeigte sich auch bei zwei Cyklonen des Arabischen Meeres, welche Fred. Chambers untersucht hat. Auf der NE- und E-Seite war der Ablenkungswinkel (α) 90° und

---

[1]) Blanford, Nature Vol. 38. Juni 21. 1888. Die einzelnen grossen Cyklonen geben ziemlich übereinstimmende Resultate: Calcutta Cyclone (1864) 126°, Backergunge (1876) 118, Midnapore (1874) 121, Falsepoint (1885) 111, Akyab (1884) 113, Mittel 118° oder $10^1/_2$ Punkte. Die Zahlen von Blanford beruhen auf noch mehr Beobachtungen.

[2]) Doberck, Law of storms of the Eastern Seas. Hongkong 1898. pag. 5.

[3]) Bergholz, Die Orkane des fernen Ostens. S. 20. Da der Monsun den Winkel des Windes mit dem Radius vektor verkleinert, muss man besonders in grösserer Entfernung auf wenigstens 5 Strich vorausrechnen. „Der vorherrschende Wind führt nicht allein das Zentrum des Wirbels mit sich, sondern kombiniert sich auch mit der rotierenden Bewegung um dasselbe und verursacht derart, dass auf der rechten Seite der Wind stärker weht und mehr vom Zentrum abgelenkt erscheint als auf der linken Seite, wo der Wind schwächer und stärker nach einwärts gerichtet ist. Ebenso bewirkt er, dass der Wind auf der Rückseite fast gerade gegen das Zentrum hineinweht, und dagegen mehr senkrecht auf die Richtung der Bahn in Front. Er bewirkt auch, dass das Wetter schwerer und schlechter ist nach Vorübergang des Zentrums, als wo das Zentrum erst heranaht. (Doberck, S. 16.)

darüber, auf der Westseite nur 40—20°. Namentlich bei der zweiten Cyklone, welche in einer Periode strengeren SW-Monsuns eintrat und schwächer war, trat der Einfluss des herrschenden SW-Monsuns auf die cyklonischen Winde sehr auffallend hervor.[1])

Chambers konnte den interessanten Versuch machen, die Windkomponenten, welche dem SW-Monsun angehören, von den beobachteten Winden abzuziehen, um so die cyklonischen Winde rein zu erhalten. Wir werden noch darauf zurückkommen.[2])

In der Bai von Bengalen, wo die grossen Cyklonen zu einer Zeit eintreten, zu welcher der Luftdruck über derselben sehr gleichmässig verteilt ist und ganz schwache Luftbewegung herrscht, ist dagegen eine Beeinflussung der Cyklonenwinde von den präexistierenden Winden nicht zu bemerken.

Die zentrale Kalme (Auge des Sturmes). Geht über einen Ort, über ein Schiff, das Zentrum eines tropischen Wirbelsturmes hinweg, so springt der Wind von einer Richtung in die gerade entgegengesetzte über. Das kann auch bei den Stürmen der gemässigten Zone zuweilen beobachtet werden. Den Übergang vermittelt eine Windstille, die eine halbe oder ganze Stunde oder auch länger dauern kann. Eine zentrale Kalme ist bei unseren Stürmen schon recht selten zu beobachten. In den tropischen Orkanen ist dieselbe aber meistens auch von einer Aufhellung des Himmels begleitet, welche das „Auge des Sturmes" genannt wird (the Eye of the Storm). Diese Erscheinung kommt nur in den heftigsten tropischen Stürmen vor, bei den Stürmen der gemässigten Zone scheint sie völlig zu fehlen, wie Abercromby bestätigt.[3]) Meist (aber nicht immer) gerade bei dem tiefsten Stande des Barometers hört der strömende Regen plötzlich auf, der Wind legt sich in einigen Minuten bis zu völliger Windstille, zuweilen erscheint auch blauer Himmel oder es werden die Sterne sichtbar. Vögel und zuweilen auch Schmetterlinge fallen erschöpft oder tot auf das Schiff. Nach dieser Pause setzen dann der Sturm (aus der entgegengesetzten Richtung) und die Regengüsse von neuem ein.

Der Durchmesser dieser zentralen windstillen Area beträgt 15—30 km oder mehr. Bei den Orkanen der Philippinen wird der Durchmesser der Kalme im Mittel zu 30 km etwa, deren Höhe zu 9—10 km angegeben, so dass die Breite nur etwa 3 mal grösser wäre als die Höhe. Im Mittel aus allen Beobachtungen zu Land ergiebt sich der Durchmesser der Kalme nach S. Ballou zu ca. 22 km. Wird die Höhe, übermässig gross, zu 9 km genommen, so erscheint das „Auge des Sturmes" gleichfalls nur als eine ziemlich flache Vertiefung.[4])

Der unregelmässige hohe Seegang, die Kreuzsee, im windstillen Zentrum eines Sturmes ist schlimmer als ausserhalb, namentlich für Segelschiffe, welche in der Windstille derselben völlig preisgegeben sind.

Merkliche Änderungen der Temperatur und Feuchtigkeit im Zentrum einer Cyklone werden nur bei jener vom 20. Oktober 1882 zu Manila angegeben, wo die Temperatur auffallend stieg und die relative Feuchtigkeit abnahm (s. S. 560). Bisher ist

[1]) Fred. Chambers, The Cyclone of the 25. May to the 2. June 1881 in the Arabian Sea und: The Arabian Sea Cyclone of the 4. to the 13. June 1887. Indian Met. Memoirs. Vol IV. Nr. VIII. Dezember 1887 und Nr. X. June 1889.

[2]) Dieselbe Erscheinung und ähnliche Rechnungen, auf die Stürme der Vereinigten Staaten angewendet von Helm Clayton und Bigelow, haben wir schon vorhin erwähnt.

[3]) Abercromby, On the Relation between Tropical and Extra Tropical Cyclones. Proc. Royal Soc. Vol 43. 1887. Dagegen scheinen in den tropischen Cyklonen die „Trog-Phänomene" zu fehlen (s. S. 509), vielleicht wegen ihres langsamen Fortschreitens.

[4]) Sydney M. Ballou, The eye of the Storm. American Met. Journ. Vol IX. 1892. Zusammenfassung aller Beobachtungen mit einigen Schilderungen nach Augenzeugen.

kein zweiter ähnlicher Fall berichtet worden. Im Gegenteil giebt der Dampfer „Weimar“, 5. Oktober 1891 an, dass im Zentrum das trockene und nasse Thermometer ständig bei 22° C blieben.

Bei rasch fortschreitenden Cyklonen fehlt nach Knipping das Auge des Sturmes.

2. Windstärken in den tropischen Cyklonen und deren Verteilung. Bei den grossen tropischen Wirbelstürmen kommen in der Umgebung des Zentrums die grössten Windstärken vor, welche überhaupt bekannt sind. Nur bei den lokalen Wirbelwinden (Tornados) kommen gelegentlich ähnliche oder selbst noch grössere Windstärken vor, deren Wirkungen aber auf einen kleinen Raum beschränkt bleiben, während die Orkanwinde ihre Verwüstungen über hunderte von Meilen ausdehnen.

Die Windstärke wächst stets mit der Annäherung an das Zentrum, während in höheren Breiten die heftigsten Winde und grössten Gradienten häufig entfernt vom Zentrum des Barometerminimums vorkommen. Windstösse, Böen, sind eine der bezeichnendsten Eigenschaften der tropischen Cyklonen, sie umgeben deren Zentrum auf allen Seiten.

Messungen der Windstärke in den verheerenden Cyklonen fehlen aus leicht begreiflichen Gründen, auch die Anemometer widerstehen ihnen nicht und sind auch nicht auf solche Extreme geaicht. Bei dem Wirbelsturm vom 20. Oktober 1882, dessen Zentrum über Manila hinwegging, lassen die Anemometer-Aufzeichnungen vor der Zerstörung des Apparates auf eine Windgeschwindigkeit von ca. 54 m pro Sekunde schliessen. Auf Mauritius wurde am 29. April 1892 eine ähnliche Windstärke gemessen. Die Wirkungen mancher Orkane sind aber derartige, dass die Windgeschwindigkeit wohl als erheblich über 50 m hinausgehend angenommen werden muss. Selbst feste Gebäude werden zerstört, und die Gegend, über welche das Zentrum eines Wirbelsturmes hinweggegangen ist, sieht hernach aus, als wenn Erdbeben und Feuer zugleich thätig gewesen wären, die Gebäude liegen in Ruinen, die Bäume sind völlig entlaubt und entwurzelt, Büsche, Gras und Kraut, wie wenn Feuer darüber hinweggegangen wäre.[1])

P. Faura bemerkt über den erwähnten Orkan vom 20. Oktober 1882:

> Die Windgeschwindigkeiten und die Gestalt der Barometerkurve geben zwar eine ungefähre Vorstellung von der Gewalt des Orkans, die aber doch weit hinter der Wirklichkeit zurückbleiben wird. Nur jemand, der das furchtbare Brüllen des Orkans durch eine Zeit von 2½ Stunden hörte und es selbst erlebte, dass das Wohnhaus unter den furchterlichen, in den Böen noch zunehmenden Stössen des Windes erkrachte und erschütterte, weiss von den in einem solchen Orkan wirksamen Kräften zu erzählen. Die besten Instrumente versagen grösstenteils den Dienst und weichen der Kraft der Elemente. Die festesten Gebäude geben der Wucht des Windes nach, ihre Dächer werden losgerissen und weggeweht. Festes Metall biegt sich wie eine Feder, starke Bäume werden entwurzelt, und, wie von einem unsichtbaren gewaltigen Geschütz geschleudert, weite Strecken fortgeführt. Der Wind scheint eine aufsteigende Richtung gehabt zu haben. Obgleich das Observatorium 34 m über dem Meere liegt, wurde von einer Palmengruppe, in 200 m Entfernung, eine Palme entwurzelt, zu der Höhe des Observatoriums gehoben und gegen das Anemometer geschleudert, welches dadurch zerstört wurde.[2])

Die grössten Windgeschwindigkeiten finden sich in den tropischen Cyklonen zumeist auf der vorderen rechten (nördliche Halbkugel, auf der südlichen Halbkugel aber auf der linken) Seite des Sturmfeldes (im Sinne des Fortschreitens) und in der Nähe des Zentrums. Dieser Umstand, mehr noch aber die daselbst herrschenden Windrichtungen, welche ein Schiff, welches denselben preisgegeben ist, dem fort-

---

[1]) In Bezug auf nähere Beschreibungen der Wirkungen tropischer Cyklonen möchten wir verweisen auf Reye, Wirbelstürme, Dove, Gesetz der Stürme, Bergholz, Orkane des fernen Ostens.

[2]) Bei Bergholz, Die Orkane des fernen Ostens. S. 227—236. Orkan vom 20. Oktober 1882. S. auch Zeitschrift f. Met. B. XVIII. 1883. S. 64.

schreitenden Zentrum des Wirbels direkt zuführen, haben dieser Seite des Sturmwirbels die Bezeichnung der „gefährlichen Hälfte“ verschafft, während die linke Seite, wo die Windrichtungen derart sind, dass die Schiffe gegen die Rückseite des Wirbels hingetrieben werden, also leicht ausserhalb des Sturmfeldes gelangen können, die fahrbare (handliche, maniable) Hälfte genannt wird.

Die grössere Windstärke der rechten Seite (auf der nördlichen, linken der südlichen Halbkugel) kann zunächst darauf zurückgeführt werden, dass hier die Richtung des Fortschreitens des Sturmwirbels mit der Richtung der cyklonalen Winde zusammenfällt, somit beide sich addieren und die Geschwindigkeit gleich der Summe beider wird. Umgekehrt verhält es sich auf der linken (nördliche Halbkugel) Seite des Sturmfeldes. Dazu kommt noch, dass in den meisten Fällen die Sturmwirbel die Gebiete höheren Druckes auf der rechten (in der südlichen Halbkugel auf der linken) Seite liegen lassen, auf dieser Seite also die stärksten Gradienten zu stande kommen müssen. Dass dies bei den Cyklonen des Südindischen Ozeans in bemerkenswerter Weise der Fall ist, hat besonders Abercromby hervorgehoben.[1])

Auch die westindischen Cyklonen haben das Gebiet höheren Luftdruckes (des NE-Passates) zu ihrer Rechten.[2])

Bei den Cyklonen der Bai von Bengalen kommen beide Umstände wegen der geringen Geschwindigkeit des Fortschreitens und wegen des gleichmässig verteilten Druckes normal nicht zur Geltung; die gefährliche Hälfte spielt bei ihnen eine geringere Rolle.[3]) Doch existieren auf dieser Seite in allen Fällen die ungünstigsten Windrichtungen in Bezug auf Vermeidung des Zentrums des Wirbelsturmes.

3. Form der Isobaren (des Sturmfeldes) und Grösse der Gradienten. Das Gebiet der stärksten Winde des inneren Sturmfeldes wird im allgemeinen durch das Gebiet niedrigsten Luftdruckes und dieses durch die Isobaren abgegrenzt. In einem normalen Luftwirbel würden dieselben kreisförmig sein, und das hat man auch früher einfach vorausgesetzt. Die Regeln, nach denen die Lage des Zentrums bestimmt wird, sind auch nur unter dieser Voraussetzung im allgemeinen richtig. Aber auch die tropischen Cyklonen sind keine symmetrischen Wirbel (obgleich ein Temperaturunterschied in den verschiedenen Quadranten nahezu fehlt). Die Isobaren sind fast stets Ellipsen und das Zentrum liegt bald in Front, bald nach rückwärts[4]) (im Sinne des Fortschreitens).

Abercromby hat das Verhältnis der grösseren Achse zu der kleineren in solchen elliptischen Cyklonen zu bestimmen gesucht.[5]) Im Mittel erhält man aus seinen Messungen für die Cyklonen des Südindischen Ozeans 1·47, für die west-

---

[1]) Abercromby, On Meldrums Rules for Handling Ships in the Hurricanes of the Southern Indian Ocean with Researches on the Nature of Hurricanes Generally. Journ. Scottish Met. Soc. Ser. III. Nr. VI. — „Ich glaube nicht, dass man schon bemerkt hat, dass der ‚gefährliche Halbkreis‘ seinen schlechten Ruf wohl hauptsächlich dadurch erworben haben mag, dass das Wetter hier gewöhnlich viel schlechter ist als auf der anderen Seite, weil in demselben der höchste Druck und der stärkste Wind zu finden ist. Analog verhält es sich ja auch bei den europäischen Stürmen, die ostwärts gehen und den höchsten Druck auf ihrer rechten südlichen Seite haben. Das Gebiet verstärkten Passates mit seinen Gefahren und Schwierigkeiten liegt stets auf der rechten Seite im Sinne der Fortbewegung des Sturmfeldes auf der nördlichen und auf der linken Seite in der südlichen Hemisphäre.“ S. 21.

[2]) In höheren Breiten aber nach der Umbiegung zuweilen auf der linken Seite, wenn ein Barometermaximum über dem amerikanischen Kontinent liegt oder im Anzuge ist. Dann hat diese Seite dies tärksten Winde.

[3]) Als der gefährlichste Quadrant wird bei denselben der vorrückende Quadrant bezeichnet, also zumeist der westliche und nordwestliche. (Eliot.)

[4]) Nur in 14 Fällen von 44 lag das Zentrum in der That zentral, am seltensten bei den Teifunen.

[5]) Abercromby, l. c. S. 14 u. 15.

indischen Cyklonen 1.38, für jene der Bai von Bengalen 1.55, für die Teifune der Chinasee 1.45, also rund nahe $1^1/_2$ als Verhältnis der beiden Achsen. Zuweilen ist die längere Achse zwei-, ja selbst dreimal grösser als die kürzere.

Die Lage der längeren Achse richtet sich meist nach der Richtung des Fortschreitens, kann aber auch irgend einen Winkel mit derselben bilden. Daraus ergiebt sich die Schwierigkeit, ja teilweise Unmöglichkeit, aus der Windrichtung auf die Lage des Sturmzentrums zu schliessen.[1]

Die Gradienten der tropischen Cyklonen sind im allgemeinen viel steiler als die unserer Stürme. Dies rührt nicht davon her, dass die Barometerminima im Zentrum des Sturmes um so viel grösser (d. i. tiefer) wären, als bei unseren grossen Stürmen, sondern ist nur eine Folge der viel kleineren Durchmesser der Gebiete, auf welche sich die Luftdruckerniedrigung erstreckt.

Als Beispiel für die Zunahme der Gradienten mit der Annäherung an das Zentrum mögen die von P. Viñes für die Cuba-Cyklonen ermittelten Zahlen hier stehen:

Entfernung vom Zentrum	180—120	120—60	60—0	Seemeilen
	335—220	220—110	110—0	km
Gradient	1.5	6.5	14.9	mm

Im Mittel von 22 Cyklonen bei den Philippinen war der Luftdruck um oder nahe dem Zentrum 735 mm (der maximale Gradient war dabei 14.3 mm). Acht grosse Cyklonen der Bai von Bengalen[2] hatten im Mittel als niedrigsten Barometerstand 713.7, dreizehn Mauritius-Orkane 729.5, drei westindische Orkane (1875 und 1876) hatten in der zentralen Kalme rund 730 mm (Viñes).

Die mittlere Tiefe der grossen barometrischen Minima des Winterhalbjahres im Nordwesten von Europa und im Nordatlantischen Ozean ist nicht merklich geringer, aber das Depressionsgebiet erstreckt sich bei unseren Stürmen auf Gebiete von ebenso vielen tausend Kilometer Durchmesser als bei den tropischen Orkanen auf hunderte von Kilometern. Auch die absolut tiefsten Barometerstände in den letzteren kommen jenen in unseren Breiten gleich (s. S. 205) oder übertreffen sie nur wenig.

Einige der tiefsten Barometerstände in Cyklonen sind: Das tiefste Minimum bei den Philippinen war 704 mm (29./30. September 1893, nach Algué), auf Mauritius am 29. April 1892 ($2^h 30^m$) 710.2 mm, Falsepoint-Cyklone am 22. September 1885 ($6^1/_2{}^h$ am) 689.2 mm, das tiefste verbürgte Barometerminimum.[3] Am 6. April 1850 wurde bei einem furchtbaren Orkane im Hafen von Apia 687 mm abgelesen, doch ist die Korrektion des Barometers nicht bekannt. Bei dem grossen Fidschi-Orkan, 2. bis 4. März 1886, wurde auf Vuna 700 mm beobachtet (Gradient gemessen 24 mm, berechnet 29 mm, Knipping), bei dem Teifun vom 27. September 1880 in der Chinasee wurde an Bord eines Schiffes 687 mm abgelesen, ein Stand, der aber nicht verbürgt werden kann.[4] Nach diesen und anderen Beobachtungen können demnach in dem Zentrum eines tropischen Wirbelsturmes im Meeresniveau Barometerstände von 700 bis vielleicht 685 mm vorkommen.

---

[1] Bei den Cyklonen des Südindischen Ozeans scheint dies besonders schwierig zu sein. Von der Cyklone vom 11. bis 13. Februar sagt Abercromby, dass sie bloss ein Wirbel (a whirl or eddy) im (verstärkten) Südostpassat war, ohne dass man präzis sagen konnte, wo die Cyklone begonnen hätte.

[2] Cyklonen von Calcutta 1842 und 1864, Backergunge, Midnapore, Falsepoint, Akyab, Madras 1836 und 1877. Minimum im Zentrum der Calcutta-Cyklone 731.0, Midnapore-Cyklone 732.1 und 731.9, über Land alle drei Fälle.

[3] Siehe A. Pedlers Bericht über diese bemerkenswerte Cyklone in den Ind. Met. Memoirs, Vol. IV, Nr. 2, Calcutta 1887, und Met. Z. 1888, S. 137 und 180.

[4] L. Froc, Typhoon highways in the Far East. Zikawei 1896.

Da der Luftdruck ausserhalb des Wirbels in einer Entfernung von wenigen hundert Kilometer 750—760 mm beträgt, so fällt das Barometer ausserordentlich rasch bei der Annäherung des Wirbeltrichters. Ein Beispiel dafür giebt der Orkan vom 29. April 1892, dessen Zentrum über St. Louis, Mauritius, hinwegging.[1])

Dieses ausserordentlich rasche Fallen des Barometers ist auf die innere Sturmarea, auf den Durchmesser des eigentlichen Luftwirbels, beschränkt und erstreckt sich nicht so weit nach aussen, wie bei unseren Stürmen. Von den Cyklonen der Bai von Bengalen sagt Eliot[2]), dass der Fall des Barometers in der äusseren Sturmarea gering ist, erst in der inneren schon gefährlichen Area ist der Barometerfall gross, das Barometer bietet daher kein einigermassen sicheres Anzeichen des nahenden Orkanes. Die Abnahme des Luftdruckes geht den stürmischen Winden nicht voraus sie begleitet dieselben, ist also ersichtlich eine Folge derselben.

Die Erklärung dafür liegt, wie aus der Theorie (s. später) hervorgeht, darin, dass in den tropischen Cyklonen der Barometersturz fast nur eine Wirkung der gewöhnlichen Fliehkraft im Innern des Wirbels ist, bei unseren Stürmen aber zumeist durch die ablenkende Wirkung der Erdrotation erfolgt, welche allgemein in dem ganzen grossen Windgebiet wirksam ist, während die gewöhnliche Fliehkraft infolge des grossen Krümmungsradius der Windbahnen hier fast keine Rolle spielt.

Als Beispiel für die Winde und Gradienten in der Umgebung eines tropischen Wirbelsturmes mag die Cyklone vom 25. Mai bis 2. Juni 1881 im Arabischen Meere dienen, welche von Fred. Chambers eine sorgfältige Untersuchung erfahren hat.[3])

Cyklone vom Mai 1881. Arabisches Meer.

Oktant der Cyklone	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Mittel
Gradient 240 km v. Zentr.	1·9	2·4	4·4	4·7	4·8	2·0	1·4	3·3	3·1
Windstärke Beaufort	6·5	10·2	8·3	9·8	10·2	6·8	6·3	8·3	—
Ablenkungswinkel beob.	61	92	74	79	49	37	36	38	60
rein cyklonisch, berechnet	81	82	75	65	54	47	48	64	64½

Distanz vom Zentrum	0—80	80—160	160—240	240—320	3—500 km
Gradient	16·3	7·9	3·7	2·3	2·0 mm
Ablenkungswinkel	77	51	53	61	62°
Windstärke	10·1	9·7	8·5	6·8	7·5 Beaufort

Maximaler Gradient in 56 km Abstand vom Zentrum 38.1 mm, Windstärke 12 Beaufort, mittlere Luftdruckabweichung im Zentrum — 29 mm. Mittlere Geschwindigkeit des Fortschreitens 8.7 km pro Stunde, Richtung W- und NW, Durchmesser der Isobare 749 mm 480 km (am 27. Mai bei der Bildung nur 145 km). Die berechneten Ablenkungswinkel sind erhalten worden, indem von den beobachteten Windkomponenten die entsprechenden Komponenten des SW-Monsuns (S 21° W mit 6.8 m Geschwindigkeit) abgezogen worden sind.

---

1) Eine Beschreibung dieses verheerenden Orkans findet man in Met. Z. XXVII. 1892. S. 251.

Barometerstände im Meeresniveau. Observatorium St. Louis, 29. April 1892.

Zeit	6 h am	9 h	Mittg.	1	2	3	4	5	9 h
Barometer	753.4	751.2	738.3	724.3	710.9	712.0	724.4	738.1	754.8 mm
Wind	NE	NE	NE	NE	N	WNW	WSW	SW	SW
Windstärke	8.5	15.7	30.4	43.2	25.0	30.5	50.0	36.6	11.6 m pro Sek.

Von Mittag bis 2 h fiel der Luftdruck um 27.4 mm, und stieg von 3 h bis 5 h wieder um 26.1 mm, und in 6 Stunden von 3 h bis 9 h um 42.8 mm, also stündlich um mehr als 7 mm. Die grösste Windstärke während etwa 5 Minuten war über 54 m pro Sekunde.

2) Eliot, Hand Book of Cyclonic Storms. Calcutta 1890.

3) Fred. Chambers, Indian Met. Memoirs. Vol IV. Nr. 8.

4. Der Wolkenschild der tropischen Cyklonen und die Niederschlage. Das innere Gebiet der tropischen Wirbelsturme ist der Sitz sehr intensiver Kondensationsphanomene des Wasserdampfgehaltes der Luft Uber dem mittleren Teile des Sturmgebietes lagern schwere dunkle Wolkenmassen von Strato-Cumuluscharakter, Wolkenfetzen (Fracto-Cumulus, scud) fliegen vor den sturmischen Winden her Der Regen fallt im inneren Teile des Wirbels in Stromen, die Wirbelsturme verursachen deshalb uber Land, auf Inseln, oft verderbliche Überschwemmungen. Ungeheuere Regenmengen fallen bei manchen Cyklonen, 25—40 cm scheinen nicht selten vorzukommen Gewitter sind trotzdem bemerkenswerter Weise selten im Innern derselben, nicht so auf deren Aussenseite Doch scheinen da erhebliche Unterschiede zu bestehen in den verschiedenen Cyklonengebieten Bei den westindischen Wirbelsturmen sind Gewitter auf der Vorderseite derselben ausserst selten. Lasst sich der Donner horen, so betrachtet man dies als ein sicheres Zeichen des Aufhorens des Orkans, des Herannahens des hinteren Randes des Sturmfeldes. Die grossen Orkane der Ubergangsperiode der Monsune im Meerbusen von Bengalen, die zur Zeit ruhigen und heiteren Wetters eintreten, verraten auf weite Entfernungen hin ihre Lage bei Nacht durch haufige elektrische Entladungen. Die Blitze und deren Reflex an den Wolken sind unter gewohnlichen Umstanden auf 80—160 km, in gunstigen Fallen sogar auf 5—600 km Entfernung zu sehen. Wiederholt sich die Erscheinung 2—3 Nachte hindurch, so ist das ein sicheres Anzeichen, dass in dieser Himmelsgegend ein Wirbelsturm wutet Oft ist sie uberhaupt das erste Anzeichen der Bildung und des Heranziehens einer Cyklone (Eliot) Die Wolkenbank und die Blitze konnen zuweilen 48—72 Stunden vor der Ausbildung einer Cyklone beobachtet werden

Blanford bemerkt Wahrend der Bildung der Cyklonen werden Blitze gewohnlich beobachtet, aber wahrend ihres Fortschreitens uber das Land sind Gewitter eher Ausnahme als Regel Zuweilen scheint eine Art Glimmlicht oder Elmsfeuer aufzutreten, so dass berichtet wird, man habe die Hauser ringsherum brennen gesehen

Schiffe sollen unter gunstigen Umstanden die Wolkenbank einer Cyklone auf 600—800 km Entfernung vom Sturmzentrum am Horizont auftauchen sehen. Weiter als die unteren schweren Wolken, „die Barre des Orkans", erstrecken sich die Cirro-Stratus- und Cirruswolken vom Zentrum weg Die Richtung des Zuges derselben und namentlich die oben radial vom Sturmzentrum ausschiessenden Cirrusfasern geben eine viel sicherere Anzeige, in welcher Richtung das Sturmzentrum sich befindet, als die untere Windrichtung, worauf von Viñes und Algué besonderes hingewiesen wird Die Wolkenbeobachtungen ergeben folgendes System der Luftstromungen um das Wirbelzentrum Die unteren Luftstromungen und die tiefen Wolken konvergieren gegen das Zentrum, in den mittleren Hohen ist die Bewegung kreisformig, tangential zum Zentrum, in grosseren Hohen divergiert der Wolkenzug, und in den grossten Hohen, in der Cirrusregion, ist die Bewegung radial vom Zentrum weg gerichtet, so dass der Konvergenzpunkt der Cirrusstreifen die Richtung des Sturmzentrums bezeichnet. Ist z B (auf der nordlichen Hemisphare) das Zentrum der Cyklone im Suden, so ist der Wind ENE, die unteren Wolken kommen aus E, der Alto-Cumulus aus ESE, der dichte Cirro-Stratus aus SE, die Cirro-Cumuli aus SSE und die zarten Cirrusstreifen aus S Die Konvergenz der Unterwinde ist nach den Beobachtungen auf den Philippinen entfernt vom Zentrum grosser Der Regen kommt von der aussersten linken Seite der „Barre" mit nach rechts ausschiessendem Wind Dem Innern zu schiesst der Wind in den

Böen immer mehr nach rechts aus, die Konvergenz wird immer kleiner und endlich ganz aufgehoben.

Cirrus zeigt sich auf allen Seiten einer tropischen Cyklone, während er in höheren Breiten bloss auf deren Vorderseite beschränkt bleibt, und die Anordnung der Streifen ist mehr radial. Der allgemeine Charakter der Wolken rings um das Zentrum einer Cyklone ist nahezu ein gleichförmiger, also auch anders wie bei unseren Stürmen, aber die Wolken auf der Rückseite scheinen doch stets etwas schwerer zu sein, als die auf der Vorderseite. Zumeist erstreckt sich die Regenzone der Cyklone auf der Vorderseite weiter vom Zentrum weg als auf der Rückseite.[1]) Die Cyklonenregen haben einen von Gewitterregen und anderen Regen verschiedenen Charakter, der in den Tropenorkanen am meisten hervortritt.

Chambers führt an, dass im Innern der Cyklonen des Arabischen Meeres auch schon Hagelfall auf Schiffen beobachtet worden ist. Dies zeigt, dass lokal die im Wirbel aufsteigenden Luftmassen sehr grosse Höhen erreichen können.

Als mittlerer Durchmesser der Wolken und Regenscheibe der Cyklone wurde von Viñes im Durchschnitt von 3 westindischen Cyklonen gefunden:

Westindische Cyklonen	Vorderseite			Rückseite		
	Niedriger Luftdruck	Cirrusschirm	Nimbus und [illegible]	Nimbus und [illegible]	Cirrusschirm	Niedriger Luftdruck
Seemeilen	580	360	260	230	410	(630)
Kilometer	1070	660	480	420	760	1160

Das Gebiet der heftigen Sturmwinde hatte bei Havanah einen Halbmesser von 170 Meilen oder 310 km.

Für die Orkane der Philippinen wird als mittlere Längsachse der Wolkenzone 700 Seemeilen = 1300 km angegeben, was obigem Ergebnis nahekommt.

Das innere Sturmfeld einer intensiven Cyklone in der Bai von Bengalen ist wahrscheinlich nie kleiner als 150—180 km (Radius) und nie grösser als 750—900 km am häufigsten hat dasselbe einen Halbmesser von ca. 250 km. — Den Durchmesser eines Teifuns bis dahin, wo schönes Wetter beginnt, giebt Doberck zu 2000 Seemeilen (3700 km) an, das eigentliche Sturmfeld hat mindestens 1000 Seemeilen Durchmesser (1850 km) (die Höhe des Sturmkörpers nimmt Doberck zu 4 Seemeilen oder 7·4 km an).

5. Sturmwellen. Viel grössere Verheerungen noch als die Überschwemmungen infolge der heftigen Regengüsse, welche die Cyklonen häufig begleiten, bewirkt die Sturmwelle an flachen Küsten, über die ein heftiger Wirbelsturm hinweggeht. Dies ist namentlich dann der Fall, wenn die Sturmwelle, das vom Orkane aufgestaute Wasser, mit einer stärkeren Flutwelle zusammentrifft.

Bei dem Orkan vom 7. Oktober 1737 soll die Sturmwelle im Hugli eine Höhe von 12 m erreicht haben und 300 000 Menschen hinweggeschwemmt haben. Bei der Calcutta-Cyklone vom 5. Oktober 1864 überflutete die Sturmwelle die beiden flachen Ufer an der Mündung des Hugli und verursachte einen Verlust von mehr als 48 000 Menschenleben und weit über 100 000 Stück Vieh. Die grössten Verheerungen aber in neuerer Zeit richtete der Orkan von Backergunge in der Nacht vom 31. Oktober auf den 1. November 1876 an, in den flachen Reisländereien an der Mündung des Megna. Die Sturmwelle, durch eine Flutwelle unterstützt, erreichte 3—14 m Höhe und schwemmte mehr als 100 000 Menschen fort, weitere 100 000 gingen nachher noch durch Hunger und Cholera zu Grunde.[2]) Das neueste Beispiel liefert die Cyklone vom 8. September 1900, deren Sturmflut Galveston in Texas völlig zerstörte.

[1]) Auf den Philippinen wird aber das Gegenteil beobachtet.

[2]) Eine Beschreibung der Backergunge-Cyklone s. Zeitschrift f. Met. B. XII. 1877. S. 81—87. Elliott, Report on the Vizagapatam and Backergunge Cyclones Oct. 1876. Calcutta 1877. — Galveston-Cyklone s. Annalen der Hydrographie. 1901. S. 218, Monthly Weather Review. Sept. 1900, Garriot, West Indian Hurricanes. S. 38.

6. Anzeichen einer Cyklone Überall gehen den Cyklonen ungewohnliche Farbungen des Himmels bei Sonnenaufgang und Sonnenuntergang voraus Das wird sowohl von Viñes, als auch von Eliot und Algué hervorgehoben Diese Erscheinungen gehen dem Fallen des Barometers noch voraus Die Dammerung ist verlangert, der Himmel nimmt eine eigentumliche ziegel- oder kupferrote Farbe an, die sonst ganz ungewohnlich ist Das Firmament uberzieht sich mit einem dunnen cirrosen Schleier, in dem sich Hofe (grosse Ringe) bilden Dieser Cirrusschleier wird dann immer dichter Feuchtschwule druckende Luft tritt ein Der Wolkenschild des Orkans steigt endlich wie eine feine Kuste am Meereshorizont auf, und bleibt auch, wenn die Wolken schon das Zenit erreicht haben, in der Richtung gegen das Zentrum hin am dichtesten Beim Vorubergang einer Cyklone lasst er sich tagelang am Horizont verfolgen

Ausser den Erscheinungen am Wolkenhimmel ist auch eine oft eintretende Dunung ein charakteristisches Anzeichen eines nahenden Wirbelsturmes Die Dunung entsteht hauptsachlich an der Vorderseite der Cyklone und eilt derselben oft mehrere Tage voraus, auf 350—1600 km Entfernung

In Westindien und zuweilen auch in der Bai von Bengalen geht dem Fallen des Barometers ein Steigen voraus, welches in Havanah nach P Viñes auch als Anzeichen einer Cyklone verwertet werden kann Fur Ostasien und die Philippinen wurde aber diese Erscheinung mehrfach geleugnet [1])

II. Lokales Auftreten der tropischen Wirbelstürme.

A. Zugstrassen derselben Die eigentlichen tropischen Wirbelsturme, die Cyklonen, sind in ihrem Auftreten auf ganz bestimmte Meeresgegenden beschrankt und kommen auch da nicht haufig vor Es ist hier nur von den fortschreitenden grossen Luftwirbeln die Rede, nicht von den mehr lokalen Gewittersturmen oder „Tornados“ Solche grosse, verheerende Cyklonen kommen auch in den von denselben besuchten Gegenden durchaus nicht in jedem Jahre vor, in manchen Jahren dagegen deren mehrere Dass Sturme uberhaupt selten in den Tropen vorkommen, wird am besten bewiesen durch die sehr geringen unregelmassigen Barometerschwankungen daselbst Nur bei dem Vorubergang eines Wirbelsturmes sinkt das Barometer betrachtlich, in der Nahe des Zentrums aber in ganz ausserordentlicher Weise Alle tieferen Barometerminima sind mit dem Vorubergang von Cyklonen verknupft In 5jahrigen Barometeraufzeichnungen von 3 Stationen um die Bai von Bengalen herum zwischen 6 und 22° nordl. Br kamen von Mai bis November 118 Falle vor, dass das Barometer innerhalb 24 Stunden um 3 8 mm (0 15") gefallen ist, davon kamen 78 auf voruberziehende Cyklonen Ein Fall von 3 8—5 mm kam 14mal vor, davon 11mal bei Cyklonen, ein Fall von mehr als 5 mm pro Tag kam nur bei Cyklonen vor [2])

In jenen Tropengegenden, und diese nehmen weitaus den grossten Raum zwischen den Wendekreisen ein, wo keine grossen Cyklonen vorkommen, fehlen

---

[1]) Dem heftigen Orkan vom 8 September 1900 auf Luzon ging aber ein betrachtliches Steigen des Barometers (in Front des Sturmes) voraus Nature Vol 64 pag 61 May 1901

[2]) Mittlere jährliche Häufigkeit einer Barometeränderung pro Tag um

	2 5—5	5—7 6	7 6—10 2	10 2—12 7 mm
Fallen	10 3	0 7	0 0	0 0
Steigen	12 4	0 9	0 2	0 1

J Eliot, Hand Book of Cyclonic Storms Calcutta 1890

auch erhebliche, die tägliche Schwankung wesentlich übersteigende unregelmässige Barometerschwankungen gänzlich.[1])

Die Seltenheit der Stürme zwischen den Wendekreisen und deren rasche Zunahme derselben in den mittleren Breiten ersieht man aus folgenden von Maury gesammelten Daten[2]):

Häufigkeit der Stürme auf je 1000 Beobachtungen.

Breite	0—5	5—10	10—15	15—20	20—25	25—30	30—35	35—40	40—45	45—50	50—55	55—60
Häufigkeit	0.6	1	8	11	19	32	77	131	105	140	160	265

In der eigentlichen Äquatorialregion zwischen 8—10° Nord und Süd vom Äquator kommen Wirbelstürme kaum vor. Der Grund ist einleuchtend, die Ablenkungskraft der Erdrotation ist hier noch zu klein.[3])

Ausserhalb dieser Breiten sind die tropischen Meeresteile, in welchen die Cyklonen regelmässig, wenn auch zuweilen erst in mehrjährigen Intervallen auftreten, folgende[4]):

1. Das Antillenmeer und die Gegenden westlich und nördlich davon, also der Golf von Mexiko und die Süd- und Oststaaten der Union. Diese Orkane sind bekannt unter dem Namen der Westindia Hurricanes.

2. Die Bai von Bengalen und das Arabische Meer, über letzterem sind Orkane seltener als über der Bai und an deren Küsten.

3. Die ostasiatischen Meere in der Umgebung der Philippinen, der Chinasee und Japansee. Die hier auftretenden Cyklonen werden meist Teifune genannt. Dieselben haben manches in Bezug auf ihre Bahnen und deren weite Erstreckung mit den westindischen Cyklonen gemein.

4. Der Südindische Ozean in der Umgebung von Mauritius. Die hier auftretenden Orkane werden meist kurz Mauritius-Orkane genannt.

5. Die Gegend der Hebriden und der Samoainseln.

Ausserhalb dieser Meeresgegenden sind, mit wenigen Ausnahmen (z. B. Westküste von Zentralamerika), die Orkane selten oder fehlen ganz.

Die grossen tropischen Wirbelstürme sind in ihrem Auftreten fast ganz auf die Ozeane beschränkt, sie ziehen wohl über Inseln hinweg, lösen sich aber meist beim Betreten eines Festlandes rasch auf. Niedrige Bergzüge schon hemmen ihren Lauf völlig, indem sie den Wirbel zerstören.[5]) Darin besteht ein charakteristischer Unterschied gegen die fortschreitenden Barometerminima der höheren Breiten, welche hohe und breite Gebirgsketten von West nach Ost überschreiten (Felsengebirge, norwegische Gebirge). Von Ostasien sagt Doberck: Teifune von einer Heftigkeit, dass sie Personen auf dem Lande gefährlich werden könnten, sind in China bei-

---

[1]) Es kommen auch diese meist auf grosse, „regionale", Zunahmen und Abnahmen des Luftdruckes, deren Ursachen nicht näher bekannt sind.

[2]) Man sehe auch bei Dunwoody, Chart 52. Storm frequency over the Northern Hemisphere 1878—1887.

[3]) Über die Bildung einer Cyklone am Äquator s. Dallas, Met. Z. 1897. S. 6.

[4]) Man sehe darüber den Atlas des Atlantischen, Indischen und Grossen Ozeans der Deutschen Seewarte und die Windkarten der britischen Admiralität.

[5]) Die Cyklonen der Regenzeit in Oberindien machen scheinbar eine Ausnahme. Dieselben unterscheiden sich aber auch in anderen Stücken von den echten tropischen Cyklonen, mit welchen sie allerdings das westliche Fortschreiten gemein haben. Sonst sind sie in Bezug auf Intensität und, wie es scheint, vertikale Erstreckung den Stürmen der gemässigten Zonen ähnlich. Die mittlere Barometerdepression bei dem Monsunsturm vom 26. Juni bis 4. Juli 1883 z. B. war nur 7 mm, die Stärke der W- und SW-Winde im südlichen und südöstlichen Quadranten war sehr gross gegenüber den nördlichen Winden auf nur 30—50 km vom Zentrum, während die W- und SW-Winde noch bis auf 500 km vom Zentrum heftig waren.

nahe unbekannt. Ganz anders wie auf der See. Etwa einmal in 20 Jahren kommt an irgend einem Küstenorte ein Teifun vor.

Bahn der Wirbelstürme. Die Bahnen, welche die tropischen Wirbelsurme einschlagen, sind sehr merkwürdig. Innerhalb der Tropenzone wandern die Cyklonen nach West und suchen zugleich höhere Breiten auf (Polartendenz der Cyklonen), ziehen also auf der nördlichen Halbkugel nach WNW etwa, auf der südlichen nach WSW (rund). Überschreiten sie die Wendekreise erheblich, so biegen sie nach Osten um und verfolgen nun eine mit den mittleren Bahnen der Stürme der aussertropischen Breiten übereinstimmende Richtung. Die langlebigen tropischen Cyklonen beschreiben derart in ihrem Fortschreiten Parabeln, deren Scheitel nach Westen gekehrt ist und in der Nähe der Wendekreise liegt.

B. Die wichtigsten Orkangebiete der Tropen. 1. Die westindischen Orkane. Loomis hat mehrfach die mittlere Richtung der Bahn derselben und die Breite, in welcher dieselbe von WNW nach NE umbiegt, zu bestimmen gesucht.

Eine erste Tabelle von 40 westindischen Cyklonen ergab als mittlere Richtung in den Tropen W 24° N, unter 29½° nördl. Br. wird die Bahn rein nördlich (Umbiegung), von da gegen den 40. Breitegrad hinauf war die mittlere Richtung N 38° E.

Eine zweite Tabelle neuerer Fälle ergab als mittlere Geschwindigkeit in der nach WNW gerichteten Strecke der Bahn 19 km, in der nach NE gerichteten Strecke ausserhalb der Tropen 43 km. Diese Zunahme der Geschwindigkeit des Fortschreitens der Cyklonen nach dem Austritt aus den Tropen ist Regel.

Nach P. B. Viñes, dem man wichtige Untersuchungen über die westindischen Cyklonen verdankt, ist die Breite, in welcher die Umbiegung der Bahn erfolgt, von der Jahreszeit abhängig, sie ist am grössten im Spätsommer, vorher und nachher kleiner. Die Mittel sind: August 29—33° nördl. Br., Juli und September 27—29° nördl. Br., Ende Juni und Anfang Oktober 23—26°, Mitte Juni und Oktober 20—23° und Anfang Juni und Oktober 16—20° nördl. Br. Der Orkan vom 22. Oktober 1865 bog schon zwischen 16 und 18° nördl. Br. um und Viñes meint, es könnten im Frühling und Spätherbst manche Orkane schon unter 15° umbiegen [1]).

Es scheint aber, dass die geographische Breite, in welcher die Bahn der Cyklonen umbiegt, doch viel veränderlicher ist, als Viñes angenommen hat.

Eine diesem Buche beigegebene Karte zeigt die Bahnen der tropischen Orkane im westlichen Teile des Atlantischen Ozeans während der 10jährigen Periode 1890—1899.

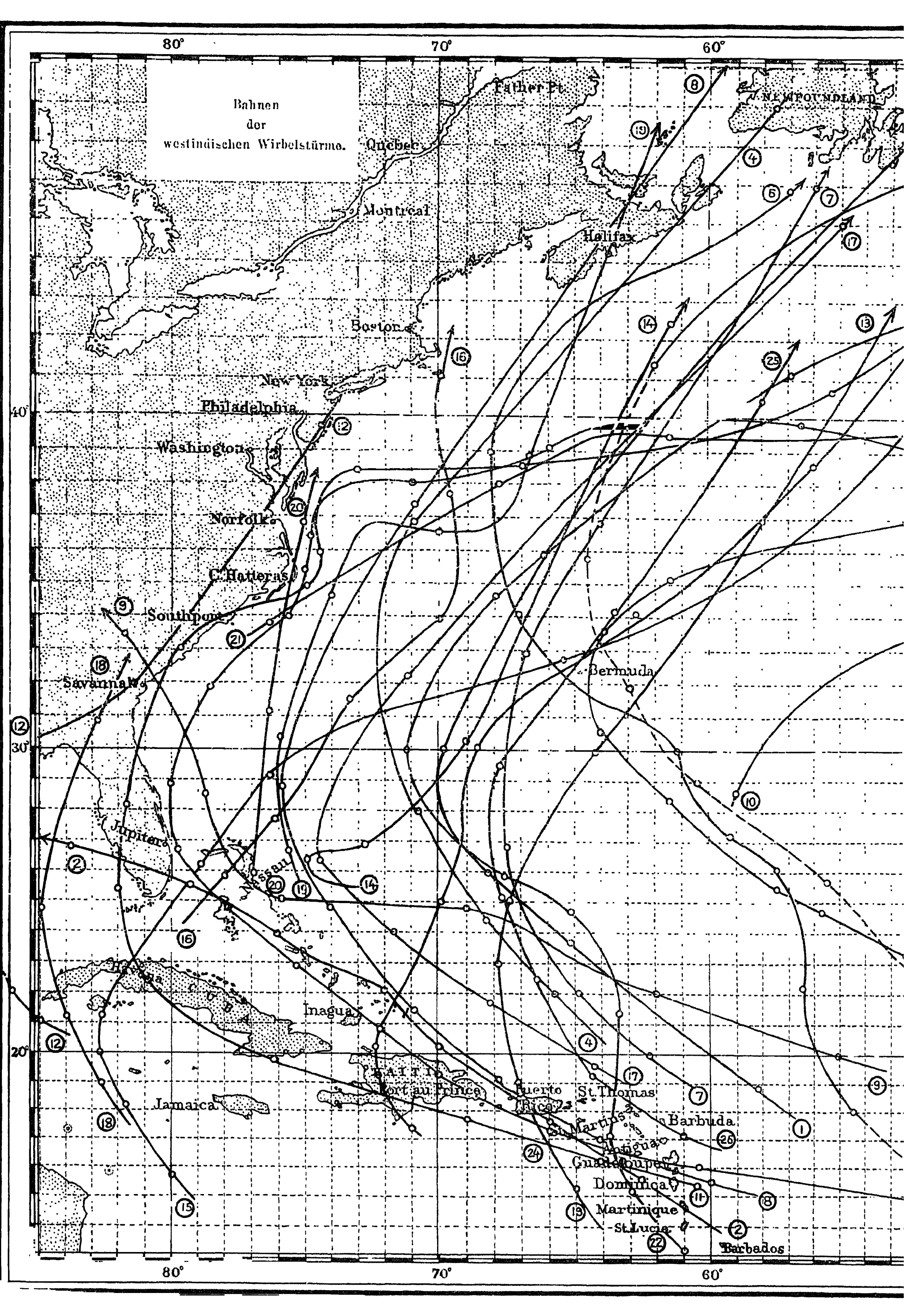
Die kleinen in die Bahnen eingesetzten Kreise bezeichnen den Ort des Sturmzentrums in den aufeinanderfolgenden Tagen zu Mittag, Greenwich-Zeit, das Intervall zwischen je 2 derselben entspricht also dem innerhalb 24 Stunden zurückgelegten Weg. Die Bahn des Orkans vom 3. bis 25. August 1899 lässt sich zurückverfolgen bis in die Gegend südwestlich von den Azoren, 12.5° nördl. Br., 34° westl. L., an der Südgrenze des NE-Passates. Sie ging später unter ca. 40° quer durch den Atlantischen Ozean über die Azoren (3. September) dann hinauf bis nahe bei Brest, zog hierauf nach SE quer durch Frankreich ins Mittelländische Meer und erreichte Corsika am 9. September [2])

Die folgende kleine Tabelle zeigt, dass die Breite, in welcher die Umbiegung der Bahnen von

---

[1]) P. Benito Viñes, S. J. Investigationes relativas a la Circulacion y translacion ciclonica en las Huracanes de las Antillas. Habana 1895. Auszug von Köppen's Deutsche Met. Z. B. I. 1884. S. 348. — Derselbe: Investigation of the Cyclonic Circulation and the Translatory mouvement of West India Hurricanes. U. S. Weather Bureau. Bulletin Nr. 168. Washington 1898. — Während der Korrektur noch erhalten: Garriott, West Indian Hurricanes. Washington 1900. Zusammenfassende grössere Arbeit.

[2]) Pilot Chart of the North Atl. Ocean. Nov. 1899.



Bahnen der Orkane im Nordatlantischen Ozean in den 10 Jahren 1890—18
Nach Pilot Chart of the North Atlantic Ocean, Novbr. 1899. US. Hydrographic.

West nach Ost erfolgt, nicht die vorausgesetzte Abhängigkeit von der Jahreszeit hat, im September sind die Grenzen 20 und 33° nördl. Br., im Oktober 20 und 39° nördl. Br.

Westindische Orkane in den Jahren 1890—1899.

Nr.	Datum	Umbiegung erfolgte			Nr.	Datum	Umbiegung erfolgte		
		nördl. B.	westl. L.	Datum			nördl. B.	westl. L.	Datum
23	3.—25. August 1899	28.0°	80.2°	13.	6	28.— 7. Oktober 1891	39.0°	68.1°	5.
7	17.—22. „ 1892	28.5	67.5	19.	12	5.—10. „ 1894	27.8	88.2	8.
8	15.—22. „ 1893	29.0	76.0	20.	19	9.—14. „ 1896	29.0	76.2	10.
3	19.—31. „ 1891	36.0	64.0	28.	13	12.—18. „ 1894	23.0	68.0	15.
1	27.— 1. Septmb. 1890	29.0	70.2	29.	15	18.—25. „ 1895	20.5	82.8	20.
24	30.— 7. „ 1899	20.3	72.3	1.	14	24.—27. „ 1894	26.2	75.1	24.
4	4.— 9. „ 1891	33.5	72.8	6.		Cyklonenbahnen ohne Umbiegung.			
25	8.—14. „ 1899	28.0	68.2	11.	2	19.—25. August 1890	—	—	—
22	11.—20. „ 1898	30.0	71.2	17.	9	23.—28. „ 1893	—	—	—
5	16.—25. „ 1891	32.5	64.6	21.	10	6.— 9. Septmb. 1894	—	—	—
17	19.—25. „ 1896	30.2	74.8	22.	16	5.—10. „ 1896	—	—	—
11	20.— 4. Oktober 1894	25.3	82.2	25.	20	23.—26. Oktober 1897	—	—	—
18	26.—29. Septmb. 1896	25.0	85.0	28.	21	20.—23. „ 1897	—	—	—

Im Mittel von diesen 19 Bahnen erfolgt das Umbiegen unter 28.5° nördl. Br. und 74° westl. L. Im Mittel von 95 Cyklonen 1878—1900 erfolgte die Umbiegung der Bahn unter 25½° N und 77° W. Die Abhandlung von E. B. Garriott: West Indian Hurricanes (Weather Bureau Bull. Nr. 232. Washington 1900) enthält diese Cyklonenbahnen in den einzelnen Monaten und die mittleren Bahnen im August, September und Oktober. Es kommt aber den letzteren kaum eine reelle Bedeutung zu, wie ein Blick auf die Karten zeigt; die Mannigfaltigkeit ist zu gross.

2. Die Cyklonen der Bai von Bengalen schreiten zumeist nach WNW und NW fort, auch rein nördliche Bahnen sind nicht selten, wohl aber die Richtungen nach NNE und NE, welch letztere fast nur bei den Cyklonen der Übergangsperiode (des Monsumwechsels) April-Mai und Oktober-November vorkommen.

Die mittlere Bahnrichtung ist NW. Zu einer Umbiegung der Bahn aus der westlichen in die östliche Richtung kommt es selten.[1]) Von 30 Stürmen biegt durchschnittlich nur einer um (die SW-Monsumstürme aber eingerechnet). Die Mai-Cyklonen gehen oft rein westlich und erreichen die Küste bei Madras. Eine Durchquerung der Halbinsel kommt selten vor. Der Sturm vom 14. bis 24. November 1886 durchkreuzte die Halbinsel und bog im Arabischen Meere von WNW nach NW und N und dann nach NNE um. Die grossen Cyklonen der Übergangsperiode lösen sich stets bald auf, sowie sie das Land erreicht haben. Die schwächeren Cyklonen der Regenzeit des SW-Monsuns aber, die am nördlichen Ende der Bai entstehen, legen landeinwärts grössere Strecken zurück.

Die mittlere Geschwindigkeit der indischen Cyklonen ist gering, sie beträgt ca. 9½ km pro Stunde, ja sie ist anfangs noch kleiner, zuweilen nur 3—5 km (Geschwindigkeit eines Fussgängers), nimmt aber dann beim Fortschreiten zu, und zwar auf das doppelte und dreifache. Die Häufigkeit gewisser Geschwindigkeiten ist nach Blanford folgende: kleiner als 6 km 26 Proz., zwischen 6 und 13 km 51 Proz., 13—19 km 18 Proz., über 19 km 5 Proz. Wenn eine Cyklone umbiegt, nimmt die Geschwindigkeit ab und sie kann selbst stationär werden. Die Geschwindigkeit der grossen Cyklonen der Übergangsjahreszeiten ist durchschnittlich eine grössere, als die der schwächeren Stürme des SW-Monsuns.[2])

Die Cyklonen des Arabischen Meeres entstehen zumeist in der Gegend der Lacadiven und Malediven und haben nach Dallas die Eigentümlichkeit, dass

---

[1]) Die Midnapore-Cyklone vom 15./16. Oktober 1874 bog erst auf dem Festland um, bei und nördlich von Midnapore unter 22—23° nördl. Br. W. G. Willson, Report on the Mid. and Burdwan Cyclone. Calcutta 1875.

[2]) H. Blanford giebt in seinem Buche: Climates of India. London 1889. App. II eine Liste der Stürme in der Bai von Bengalen, welche den Ort des Ursprunges derselben, die Richtung des Fortschreitens und die mittlere Geschwindigkeit enthält. Ich habe mittelst dieser Tabelle folgende Mittelwerte abgeleitet:

sie in der Periode vor dem SW-Monsun beim Umbiegen den Scheitel der Parabel nach Ost gekehrt haben. Die Cyklonen der SW-Monsunperiode gehen normal nach W und biegen alle nach N oder NE um. Hohes Land hindert ihr Fortschreiten, namentlich wenn die Bahn senkrecht auf die Küste gerichtet ist. Die Orkane des Mai und Juni lösen sich auf, so wie sie die arabische Küste erreichen, die des Oktober und November an der Konkanküste. Die mittlere Geschwindigkeit dieser Cyklonen ist 12 km (in der ersten Periode 11.5, in der zweiten 12.9 km). Cyklonen des bengalischen Meerbusens überschreiten zuweilen die Halbinsel, dabei löst sich aber (nach Dallas) der untere Teil des Wirbels auf und erst in einiger Entfernung von der Westküste über dem Arabischen Meere macht sich die Cyklone wieder voll bemerkbar. Beim Überschreiten der Halbinsel bringen sie wohl schlechtes Wetter, aber keinen Sturm.

Der Westen des Arabischen Meeres ist frei von Cyklonen, wenngleich der SW- oder NE-Monsun oft stürmisch weht [1]).

Den Winkel zwischen Windrichtung und Peilung zum Zentrum (WAC in Fig. 74, S. 543) giebt Dallas für N-Wind 115°, E 108°, S 111°, W 117°. Westseite 122°, Ostseite 107°. Bei den Cyklonen des Arabischen Meeres und der Bai von Bengalen (wie auf der Chinasee) sind die Winde auf der Rückseite am stärksten nach Vorübergang des Zentrums bei steigendem Luftdruck und vermehrten Regen.

3. Die Cyklonen der Philippinen und die Teifune Ostasiens. Loomis hat auch eine Zusammenstellung von 42 Cyklonen der Bai von Bengalen und in der Chinasee geliefert, nach welcher die mittlere Geschwindigkeit des Fortschreitens derselben im westlichen Teile der Bahn (in den Tropen) 13 km beträgt, die Umbiegung im Mittel schon unter 20° nördl. Br. erfolgt (zwischen 14 und 24° nördl. Br.) und die mittlere Geschwindigkeit im aussertropischen Teile der Bahn 15—16 km betragen würde [2]). Die niedrigste Breite des Auftretens war 6°, die mittlere in 14 Fällen 12° nördl. Br.

Die Cyklonen Ostasiens sind seither Gegenstand eingehender Untersuchungen geworden, denen zunächst die folgenden mittleren Daten entnommen werden sollen [3]).

Monat	April/Mai	Juni	Juli	August	September	Oktober	November
			Mittlere Position des Ursprungs der Cyklone				
Grad nördl. Br.	13.6	20.5	20.4	20.1	19.0	14.5	10.7
Grad östl. Länge	87.3	88.6	89.2	88.8	89.7	88.6	88.3
			Mittlere Geschwindigkeit. Kilometer pro Stunde				
Kilometer	10.0	7.7	8.0	9.0	8.2	11.9	10.3
Anzahl	10	13	20	15	15	20	18

Alle indischen Cyklonen entstehen über der Bai selbst.

Die wichtigste Quelle für Information über die Stürme der Bai von Bengalen ist: Hand Book of Cyclonic Storms in the Bay of Bengal. By John Eliot. Calcutta 1890. — und Cylone Memoirs. P. I—IV. Calcutta. — Eliot, SW-Monsoon Storms. Indian Met. Memoirs. Vol. II. — Einige Monographien: Gastrell and H. Blanford, Report on the Calcutta Cyclone 5. Oct. 1864. Calcutta 1866. — W. G. Willson, Midnapore Cyclone etc. Oct. 1874. — J. Elliott, Vizagapatam and Bakergunge Cyclone. Oct. 1876. — J. Eliot, Madras Cyclone. May 1877. Eingehende Referate darüber in der Österreichischen Zeitschrift f. Met. 1876. S. 100, 1877. S. 81, 1880. S. 305, 1888. S. 137.

[1]) W. L. Dallas, An Inquiry into the Nature and course of Storms in the Arabian Sea. Cyclone Memoirs. P. IV. Calcutta 1891. — Über die bemerkenswerte Aden-Cyklone, Juni 1885, s. Annalen der Hydrographie. 1887. S. 500 und die Publikation des Met. Council darüber (Atlas). London.

[2]) Loomis, Contributions.

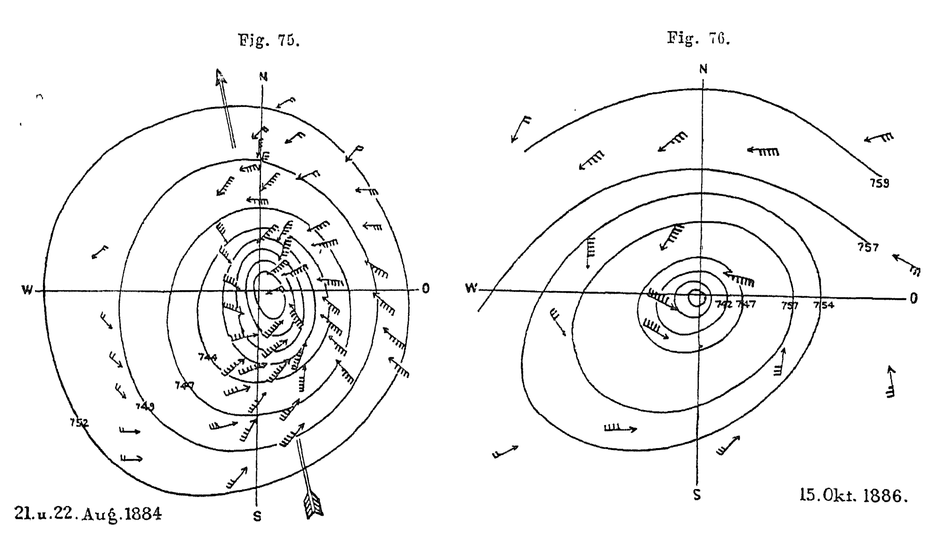
[3]) P. José Algué, J. S. Baguios o Ciclones Filipinos. Manila 1897. — Bergholz, Die Orkane des fernen Ostens. Bremen 1900.

Cyklonen (Teifune) der Chinasee und der Philippinen 1879—1894.

Jahreszeit	Dezember bis März	April, Mai Oktober, Novemb.	Juni bis September
Mittlere Richtung der Bahn vor dem Umbiegen	NNW	NNW	NWzN
Mittlere Breite des Umbiegens	15—19°	16—21°	21—24°
Richtung nach dem Umbiegen	NNE	NNE	NEzN
Entstehen ca. unter Breite	5—12°	6—17°	8—20°

Manche Cyklonen des Frühlings und Sommers gehen direkt nach W in den Kontinent hinein. Sie erreichen das Festland in um so höherer Breite, je weiter die Jahreszeit fortgeschritten ist.

Die mittlere Geschwindigkeit der Cyklonen (Baguios), die im Norden von Manila vorübergezogen sind, war 18 km pro Stunde, jener, die südlich passierten, 15·7, jener, die westlich vorübergingen, 13·7, und endlich jener, die im Osten vorüberzogen, 14·8 km, im Mittel somit 15·6 km, also kleiner als die der westindischen Cyklonen.



Isobaren, Windrichtungen und Windstärken (Pfeil mit 6 Strichen-Beaufort 12) bei Teifunen in der China-See. (Aus dem Segelhandbuch für den Grossen Ozean. Deutsche Seewarte.)

Die Geschwindigkeit erfährt eine starke Zunahme nach dem Umbiegen (während dessen sie eine Weile kleiner wird) in den höheren Breiten. Sie steigt dann zuweilen auf 60—90 km pro Stunde.[1])

Die kleine Schrift von W. Doberck: The law of storms, in the Eastern Seas. Hongkong 1898 giebt in konziser Form Aufschluss über alle Verhältnisse der Stürme in der China-See. Einige numerische Werte müssen hier daraus entlehnt werden:

[1]) Die Cyklone vom 9. September 1897 z. B. hatte unter 26° bei Nafa 23 km Geschwindigkeit. Dann unter 33° nördl. Br. 48 km, unter 36° 57, unter 38° 88 km und von 38—42° nördl. Br. 95 km. Bei jener vom 27. September war sie vor dem Umbiegen 27 km, nach dem Umbiegen unter 30° nördl. Br. 53 km und 76 km in SSE von Yokohama.

Windstärke. Entfernung vom Zentrum in Seemeilen und zugehörige mittlere Windstärke Beaufort 60 (110 km) 10.1, 160 (300 km) 7.1, 250 (460 km) 6.3. Auf der Vorderseite rechts sind zumeist die Gradienten und Winde am stärksten. Die Fig. 75 und 76 S. 557 geben (nach Doberck) ein Beispiel für die Form der Isobaren und die Windstärken in den verschiedenen Quadranten eines ostasiatischen Teifuns. Der grosse Pfeil Fig. 75 giebt die Richtung des Fortschreitens an. Besondere Beachtung verdient die unsymmetrische Lage des Zentrums.

Mittlere Geschwindigkeit des Fortschreitens des Sturmzentrums

		11	13	15	20	25	30	$30^1/_2$	Extreme
Geographische Breite		11	13	15	20	25	30	$30^1/_2$	Extreme
Geschwindigkeit	Seemeilen	5	$6^1/_2$	8	9	11	14	17	6—36
„	Kilometer	9	12	15	17	20	26	$31^1/_2$	11—67

Winkel zwischen der Himmelsgegend, gegen welche der Wind weht, und der Peilung zum Zentrum[1])

Zentrum in	Süd	Ost	West	Nord	Mittel
Oberfläche (Wind)	71	55	59	54	59°
Untere Wolken	92	86	74	82	83

Knipping giebt als Winkel zwischen der Richtung, aus welcher der Wind weht, und der Richtung zum Zentrum (WAC in Fig. 74, S. 543) vor dem Zentrum 8, seitlich 10, hinter dem Zentrum 12 Strich.

Speziell für die Gegend von Hongkong gelten folgende Beziehungen zwischen der Lage des Zentrums und der Richtung der Winde:

Zentrum in	S	SE	E	NE	N	NW	W	SW
Wind am Observatorium	E	NE	N	NW	WzS	SWzS	SzE	SEzE
Wolken	E	NE	N	NWzW	SW	SWzS	S	SE

Für die Abhängigkeit des Ablenkungswinkels (genauer wie oben Winkel zwischen Richtung, wohin der Wind weht, und Richtung zum Zentrum) giebt Doberck folgende Zahlen: Breite 10—20° nördl. Br., 4—5 Strich, 20—30° nördl. Br. 5—6 Strich, über 35° nördl. Br. 6 Strich. Näher am Äquator als 10° weniger als 4 Strich.

Häufigkeit der Teifune

Südlich von 20° nördl. Br.				Nördlich von 20° nördl. Br.			
Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Winter	Frühling	Sommer	Herbst
1	7	24	**34**	1	1	**40**	27

Zahlreiche Untersuchungen über die Teifune der chinesischen und japanischen Gewässer von Knipping findet man in den „Annalen der Hydrographie“ und den „Mitteilungen der Deutschen Gesellschaft Ostasiens“, ferner in den Publikationen des Observatoriums zu Zikawei von Chevalier, Froc etc.

4. Die Orkane des südlichen Indischen Ozeans schreiten zwischen 10 und 15° südl. Breite nach Westen fort, biegen dann mehr und mehr polwärts um, wo ihr Fortschreiten langsamer wird, bis sie jenseits des Wendekreises eine östliche Richtung einschlagen. Manche scheinen aber längere Zeit stationär zu bleiben. Die Wendung der Bahn erfolgt in höheren Breiten mit zunehmender Sonnenhöhe, die südliche Grenze schwankt zwischen 18° im Mai und 34° im Januar. Mittlere Werte sind folgende[2])

Mittlere Lage des Scheitels der Bahn

April-Mai, November-Dezember	28 Fälle	16° südl. Br.	73° östl. L.
Januar bis März	61 Fälle	21.7° südl. Br.	63.4° östl. L.

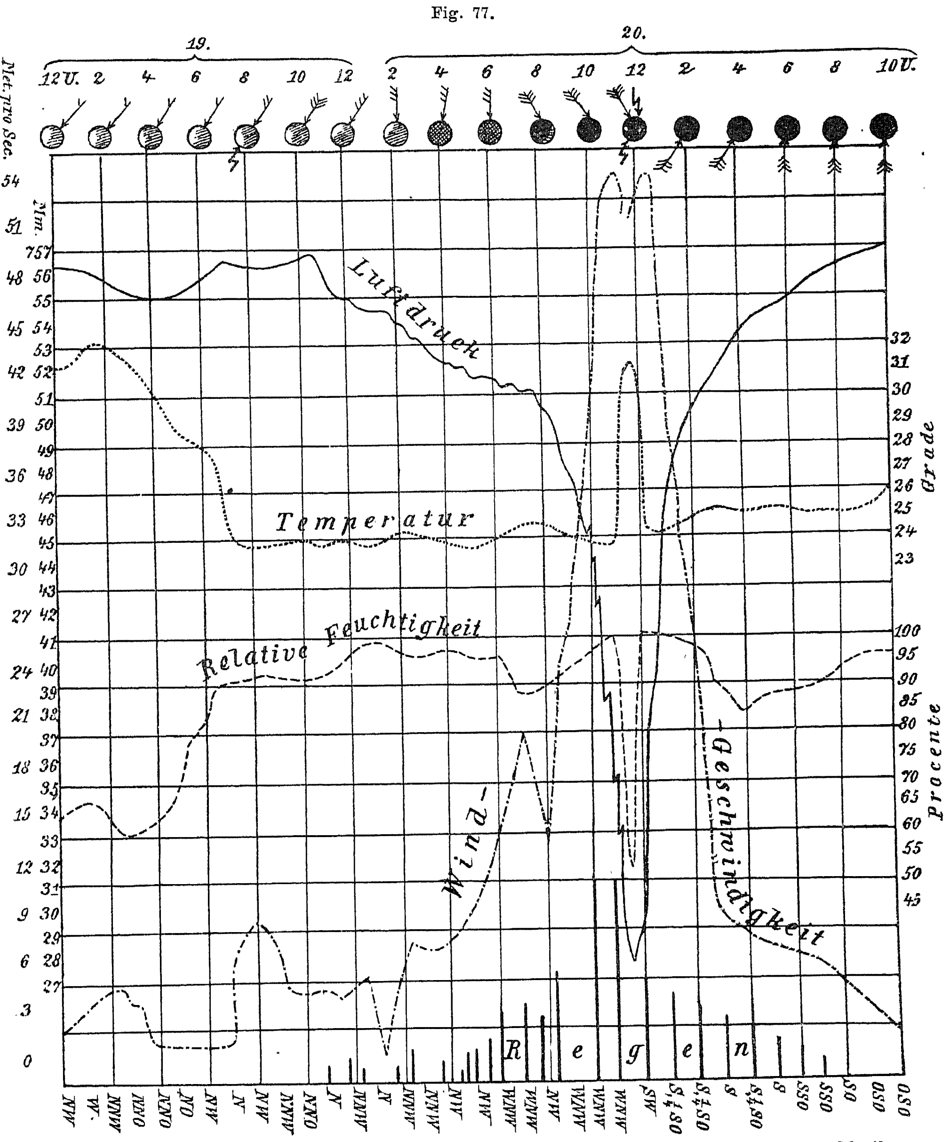
5. Die tropischen Orkane der Südsee zwischen Australien und den Paumotu-Inseln biegen im Mittel schon unter $19^1/_2$° südl. Breite um und gehen dann nach S und SE. Das Mittel für Dezember bis Februar ist $18^1/_2$°, für März 20° S. Ein Teil der Orkane schreitet geradlinig fort, namentlich unter

[1]) Entspricht ca. dem Ablenkungswinkel, es ist aber zu beachten, dass in Wirklichkeit die Gradientrichtung durchaus nicht immer mit der Richtung zum Zentrum zusammenfällt. Siehe oben Fig. 75 und 76.

[2]) Synoptic Weather Charts of the Indian Ocean. Januar—March 1891. Met. Soc. Mauritius. Cyclone Tracks in the South Indian Ocean compiled from information of Meldrum 1848—1885. Met. Council London 1891. Deutsche Seewarte. Segelhandbuch für den Indischen Ozean. Hamburg 1892. S. 263 etc. — Seemann und Köppen, Tropische Wirbelstürme im südlichen Indischen Ozean. Annalen der Hydrographie. Nov. 1897.

den westlichen Längen (östlich von 175° W.) verlaufen die Bahnen von 15° südl. Breite an gerade nach SE; während die östlichen (vom Meridian von Tongatabu an etwa) zumeist nach Westen gerichtete Scheitel haben.[1])

Fig. 77.



Der Gang der meteorologischen Elemente während des Vorüberganges des Wirbelsturmes zu Manila. 19./20. Oktober 1882.

---

1) Knipping, Archiv der Deutschen Seewarte. XVI. Jahrgang 1891. Nr. 1. Tafel 1. — Knipping, Samoa-Orkane, Februar und März 1889. Annalen der Hydrographie. 1892. — Derselbe: Stürme des Stillen Ozeans. Ebenda 1894.

Die Geschwindigkeit beträgt im Mittel von 39 Fällen 15 km pro Stunde. Es zeigt sich meist ein Anwachsen der Geschwindigkeit mit Zunahme der Breite. An der australischen Küste wächst die Geschwindigkeit von etwa 6 km im Norden bis auf 20 km im Süden, bei Neu Caledonien wechselt sie zwischen 3·4 und 24 km und erreicht unter 30° südl. Breite 30 km.

Fig. 78.

Fig. 79.

Wirbelsturm zu Manila am 20. Oktober 1882. Windrichtungen und Isobaren.

Speziellere Beschreibung zweier tropischer Wirbelstürme.

Der Wirbelsturm vom 20. Oktober 1882 auf den Philippinen. Als Beispiel der Änderungen der meteorologischen Elemente beim Vorübergang des Zentrums eines tropischen Wirbelsturms mag der Orkan vom 20. Oktober 1882 zu Manila dienen, nach den Aufzeichnungen der registrierenden Instrumente am Observatorium daselbst. Fig. 77. Die Kurve für den Luftdruck zeigt die für tropische Orkane charakteristische steile Trichterform. Von 8^h a bis bei ca. $11^1/_2{}^h$ a fällt das Barometer von 751 mm auf 727·6 und steigt wieder auf 751·6 um 3^h p. m. Die Windstille trat um $11^h 46^m$ ein, sie dauerte bis $12^h 2^m$, von einzelnen Windstößen öfter unterbrochen. Der Himmel heiterte sich aber nicht völlig auf. Das Merkwürdigste war das rasche Steigen der Temperatur um 6° und das Sinken der relativen Feuchtigkeit von nahe 100 Proz. auf 43 Proz. innerhalb der Kalme, als wenn Luft von oben rasch herabgesunken wäre. Der Regen war anfänglich schwach, von $1-5^h$ am fielen 47 mm, dann regnete es fast gar nicht bis kurz vor Eintritt der Kalme, wo in 15 Minuten 100 mm fielen, nach der Kalme fielen noch 18 mm, in Summa 165 mm.

Fig. 78 zeigt die Form der Isobaren um das Sturmzentrum und die Richtung des Fortschreitens des Wirbels, der Gradient war auf der Rückseite am

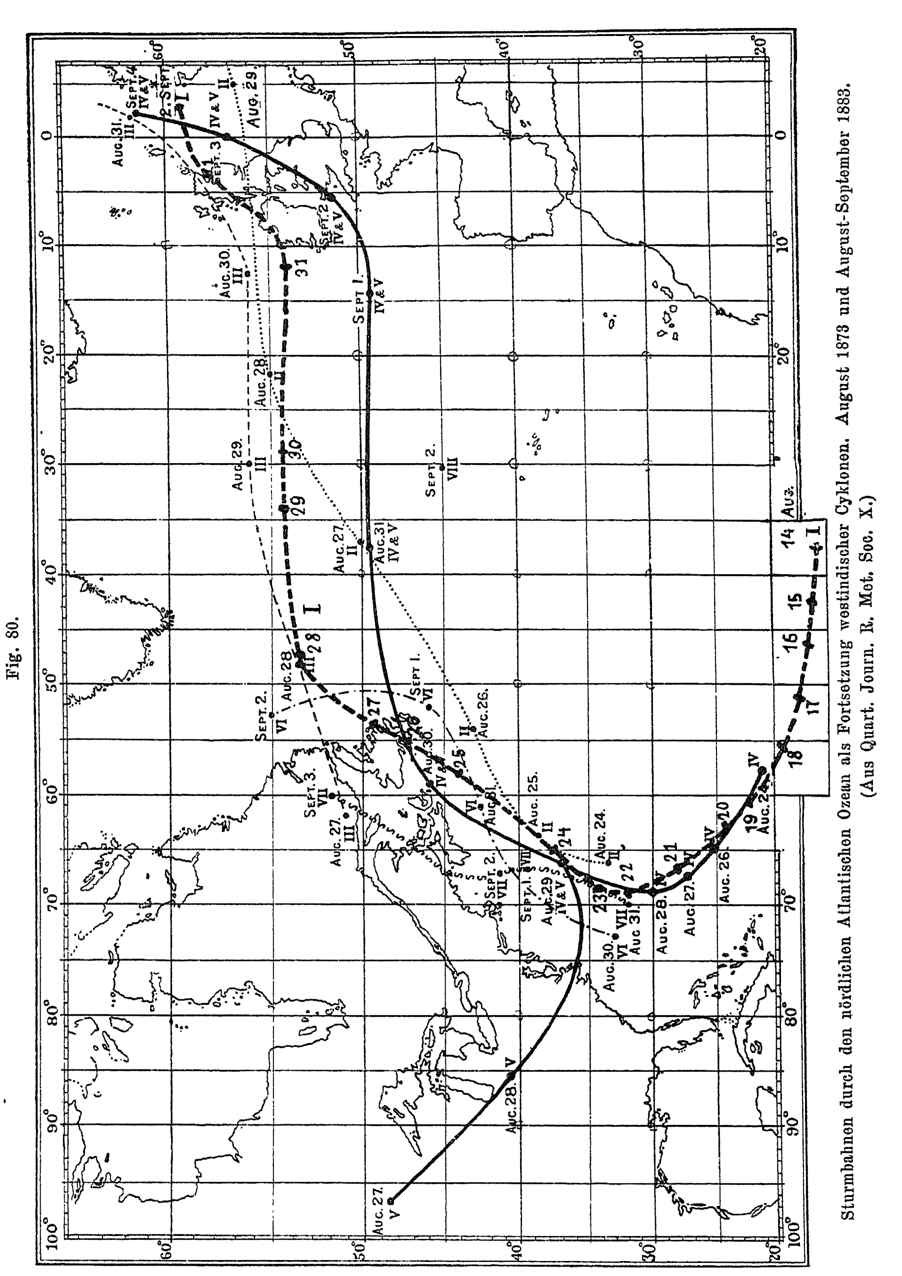


Fig. 80.

Sturmbahnen durch den nördlichen Atlantischen Ozean als Fortsetzung westindischer Cyklonen. August 1873 und August-September 1883.
(Aus Quart. Journ. R. Met. Soc. X.)

steilsten, im Maximum 22·5 mm. Fig. 79 stellt die Windrichtungen als Stromlinien vor nach den Aufzeichnungen in der Umgebung von Manila.

Westindische Cyklonen, die den Nordatlantischen Ozean kreuzen. Das vorstehende Kärtchen (Fig. 80) giebt einige Beispiele für die nicht seltenen

Fälle, in welchen ein tropischer Orkan nach seiner Umbiegung den ganzen nördlichen Atlantischen Ozean durchkreuzt und noch als Sturm an den nördlichen europäischen Küsten auftritt.

Den furchtbaren Orkan vom August 1873 (der im Nordatlantischen Ozean grosse Verheerungen anrichtete, nahe 500 Personen tötete, mehr als 1000 Schiffe beschädigte, strandete oder zu Wracks machte, über 1000 Gebäude an der nördlichen atlantischen Küste Amerikas beschädigte und zerstörte) hat Toynbee zum Gegenstand einer sehr wertvollen grossen Untersuchung gemacht.[1] Der Orkan entstand westlich von den Kap Verden unter 15° N 37° W und liess sich bis an die norwegische Küste unter 60° Breite verfolgen. Auf unserem Kärtchen ist diese Bahn gestrichelt eingetragen und mit I bezeichnet (Fig. 80).

Den Sturm vom 24. August bis 4. September 1883 hat Harding untersucht.[2] Die Bahn ist nahe dieselbe wie die des Orkans vom August 1873. Am 29. August vereinigt sich mit ihm ein anderer Sturmwirbel, der von NW her über die Vereinigten Staaten herabkommt, auf einer dort nicht seltenen Zugstrasse.

Das langsame Fortschreiten des Orkanzentrums in den Tropen und das rasche in den höheren Breiten über dem Atlantischen Ozean kommt in diesen beiden Sturmbahnen sehr deutlich zur Darstellung.

Sie sind Typen für eine nicht so seltene Klasse langlebiger Wirbel, wie sie auch an der Ostküste Asiens und im nördlichen Stillen Ozean zuweilen vorkommen.

Diese furchtbaren Sturmwirbel der tropischen Westseite des Nordatlantischen Ozeans, die zuweilen bis gegen den Polarkreis vordringen und fast den ganzen Ozean zweimal durchkreuzen, gehören zu den grossartigsten meteorologischen Erscheinungen.[3]

---

[1] Toynbee, The Meteorology of the North Atlantic during August 1873. Met. Council. London 1878. Buch und Atlas.

[2] Ch. Harding, On the Storm wich crossed the British Islands between Sept. 1 and Sept. 3 1883. Quart. Journ. R. Met. Soc. X. Met. Z. 1887. S. 20 mit Karte.

[3] Der Sturm von 1883 hat auf mich einen besonders tiefen Eindruck gemacht, weil er am 2. September abends durch eine sekundäre Depression an seinem SW-Rande auch in West-Österreich einen heftigen Sturm erzeugte, der in Kremsmünster und Linz um 8½h eintrat, in Wien um 11 h, wo er den Brand eines Holzlagers in der Rossau in gefährlicher Weise anfachte und selbst über die Meteorologische Zentralanstalt auf der Hohen Warte einen Funkenregen ausstreute. Der Gedanke, dass ein im äquatorialen tropischen Atlantischen Ozean um den 20. August herum entstandener Wirbel ca. zwei Wochen später eine Feuersbrunst auf dem europäischen Festland anfachen kann, hat gewiss etwas überraschendes. In Frankreich machte sich dieser Sturm dadurch besonders bemerkbar, dass er am 1. September abends in Paris die Veranstaltungen zu einem Feste in den Tuilerien grösstenteils vernichtete und das Eden-Theater in eine Ruine verwandelte.

Die Geschwindigkeit, mit welcher dieser Sturmwirbel den Atlantischen Ozean durchquerte, war eine ganz ungewöhnliche. Durchschnittlich beträgt die mittlere Dauer der Wanderung der Wirbel von 60° bis 10° westl. L. über dem Nordatlantischen Ozean nach Hoffmeyer 4.9 Tage, während dieser Sturm dazu bloss 2.44 Tage brauchte.

Die Geschwindigkeit desselben von Tag zu Tag war folgende:

Datum	August 28.—29.	29.—30.	30.—31.	31.—1.	1.—2.	2.—3.	3.—4.	4.—5. Sept.
Seemeilen pro Tag	478	642	960	1000	320	352	269	314
Kilometer pro Stunde	37	50	74	77	25	27	21	24
Meter pro Sekunde	10	14	21	22	7	8	6	7

Mit der Ankunft an der englischen Küste am 1. September sinkt die Geschwindigkeit plötzlich auf ⅓ der früheren herab. Der Durchmesser des Sturmfeldes am 2. September von N nach S war 1200 Seemeilen, das Minimum am 1. September südöstlich von Irland betrug 710 mm.

Auch der Wirbelsturm vom 3. bis 25. August 1899, dessen Bahn die dem Buche beigegebene Karte der Cyklonenbahnen 1890—1899 unter Nr. 23 zum Teil enthält, kreuzte zweimal den Atlantischen Ozean. Sein Beginn lässt sich ebenfalls bis in die Gegend der Kap Verden verfolgen (3. August). Derselbe erreichte am 7. September die Küste von Frankreich. S. Monthly Weather Review. Oct. 1900, und Symons' Monthly Met. Mag. March 1901. S. 22. Mit Bahnkurve.

C. Jährliche Periode der Häufigkeit der tropischen Cyklonen. In beiden Hemisphären sind die tropischen Orkane im Sommer oder Spätsommer der betreffenden Hemisphäre am häufigsten, bei niedrigstem Sonnenstande am seltensten. Man hat Listen der Cyklonen angelegt: Poëy für die westindischen Cyklonen (1493—1855), Blanford und Dallas über jene der Bai von Bengalen und des Arabischen Meeres, Piddington und Meldrum der Mauritiusorkane und des Südindischen Ozeans, Doberck der Teifune der Chinasee und Japans, Knipping des westlichen Südpacific. Die absoluten Zahlen sind nicht vergleichbar, aus nahe liegenden Gründen. In der folgenden Tabelle ist deshalb die Monatsfrequenz in Prozenten der Gesamtzahl ausgedrückt, letztere ist ebenfalls angegeben, bezieht sich aber auf eine verschiedene Anzahl von Jahrgängen.

Jährliche Periode der Frequenz der Cyklonen (Prozent).

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Summe
Westindische Cykl. (Poëy)	1	2	3	2	1	3	12	**27**	22	20	5	2	355
Ebenso 1878—1900	0	0	0	0	1	3	3	26	26	**34**	4	3	95
Teifune	0	0	0	2	4	10	19	18	**23**	13	9	2	244
Bai von Bengalen	2	0	2	8	**18**	9	3	3	5	**27**	16	8	139
Arabisches Meer	6	0	4	13	19	**21**	1	0	2	11	**21**	2	53
Südindischer Ozean	**22**	19	18	15	6	1	0	0	0	1	8	10	328
Westlicher Süd-Pacific	**30**	18	**28**	6	1	0	0	0	1	1	3	12	125

Die mittlere jährliche Häufigkeit der westindischen Cyklonen ist etwa 2 (die 10 Jahre 1890—1899 lieferten 25). Nach Blanford kommen in der Bai von Bengalen jährlich 2 grosse Cyklonen vor[1]) die Stürme der Periode des SW-Monsuns nicht eingerechnet, im Südindischen Ozean zählt Meldrum durchschnittlich 9 Stürme (1851—1885), im südlichen Grossen Ozean (Salomonsinseln, Hebriden, Fidschiinseln, Tonga, Samoainseln etc. etc.) kommen nach Knippings Tabellen etwa 4 auf das Jahr. Wenn Doberck jährlich 19 Teifune aufzählt, so ist teils die Basis der Rechnung eine andere, dann aber auch die geographische Breite, für welche die Zahl gilt, eine höhere.

D. Die Bildungsstätten der tropischen Wirbelstürme. Es kann jetzt als festgestellt angesehen werden, dass die grossen tropischen Cyklonen in dem Gebiete niedrigen Luftdruckes zwischen den beiden Passaten (oder den Monsunen) entstehen, welches sich mit der Sonne vom Äquator im Laufe des Jahres etwas nach Norden und Süden verschiebt. Alle Cyklonenbahnen, die bis nahe zu ihrem Ursprunge hin verfolgt werden konnten, münden in diese Zone ein, wo veränderliche Winde und Regenböen heimisch sind. Bei den Cyklonen der Philippinen, der Bai von Bengalen und des Arabischen Meeres lässt sich die Verschiebung der Bildungsstätte derselben mit der Nordwärtswanderung des Kalmengürtels deutlich verfolgen.

Im westlichen tropischen Pacific liegt die Bildungsstätte der Cyklonen im April und Mai, dann wieder im Oktober und November zwischen 6—17° nördl. Br. und 142—127° östl. L., vom Juni bis September zwischen 8 und 20° nördl. Br. und 139—126° östl. L.

Es scheint, dass die Teifune der Chinasee in einer geringen, länglich gestalteten Depression entstehen, welche zuweilen quer über den Philippinen liegt, gewöhnlich aber bloss über der See existiert und sich zuweilen weit in den Pacific hinaus erstreckt. Im Norden derselben wehen mässige NE-Brisen, im Süden davon schwächere

[1]) 40 Jahre, die 13 Jahre 1864—1876 geben 2.5 oder je 5 in 2 Jahren.

SW-Winde. Die Langsachse der Depression liegt E—W oder ENE und WSW, ihre mittlere Breite ist Juni bis September 17° nordl Br., spater sudlicher, im November 10° nordl Br. Der Luftdruck ist daselbst kaum um mehr als $2^1/_2$ mm niedriger als an den Kusten, langs welcher leichte Winde gegen den Zeiger einer Uhr zirkulieren In den Depressionen selbst ist das Wetter boig und nass, der Wind variabel mit haufigen starken Boen und Regengussen, Donner selten An dem Ost- oder Westende dieser Depression entsteht zuweilen ein Sturmwirbel, der zu einem Teifun sich entwickeln kann (Doberck, Law of Storms of the Eastern Seas S 2—3).

Ebenso scheint es sich in der Bai von Bengalen zu verhalten, deren grosse Wirbelsturme in Bezug auf ihren Ursprung von Blanford, Willson, Eliot am grundlichsten untersucht worden sind. Die mittlere Breite, in welcher diese Cyklonen entstehen, ist im April und Mai 13·6° N, im September 19·0°, Oktober 14·5°, November 10 7° N, von Juli bis August, wo das Barometerminimum uber dem Lande liegt, entstehen keine grossen Wirbelsturme mehr, sondern nur kleine Sturmwirbel uber dem Norden der Bai in ca $20^1/_2$° nordl Br., die dann nach W uber das Land hinziehen Alle grossen Cyklonen entstehen zumeist westlich von den Andamanen oder NW von den Nikobaren, an der Nordgrenze des sich zuruckziehenden oder (im April, Mai) vorruckenden SW-Monsuns, in einem Gebiet variabler boiger Winde, mit gelegentlichen Regengussen Im Norden davon ist das Wetter heiter, ruhig, die Luftdruckverteilung ausserordentlich gleichmassig, zuweilen wird erwahnt, dass die Winde um die Bai eine leichte cyklonische Bewegung haben. Es dauert meist einige Tage, bis sich ein geschlossener Wirbelkorper [1]) gebildet hat, von anfanglich geringem Durchmesser und langsamem Fortschreiten Dann erst zieht er immer ausgedehntere Luftmassen in seinen Bereich hinein und ruckt schneller fort

Die Cyklonen des Arabischen Meeres entstehen auf der Westseite von Vorderindien zumeist in der Gegend der Lakkadiven und Malediven, gleichfalls in einer Mulde niedrigeren Luftdruckes Die mittlere Breite ihres Ursprunges ist nach Dallas: April $7^1/_2$—8° nordl. Br., Mai $12^1/_2$°, Juni 13—18°, Oktober 15—10°, November und Dezember $12^1/_2$ —$7^1/_2$°, ruckt also mit der Sonne nach Norden vor Die meisten Cyklonen treten Mai und Juni ein, dann wieder im Oktober und November, Juli bis September fehlen sie fast ganz, ebenso im Winter [2])

Ein Unterschied gegenuber der Bai von Bengalen besteht darin, dass im Arabischen Meer die Cyklonen rascher entstehen, ohne mehrtagigen Bildungsprozess (nach Dallas) Abnorme starke nordliche Winde im Zentrum und Suden des Meeres sind Anzeichen der Bildung in der Periode vor dem SW-Monsun, starke sudliche und sudwestliche Winde nachher Sie entstehen an der Nordgrenze des SW-Monsuns, horen auf, wenn der SW-Monsun das Land erreicht hat, sowie wenn der NE-Monsun ununterbrochen bis uber den Aquator hinab weht Ihre grosste Frequenz erreichen sie anfangs Juni und anfangs November

Die Cyklonen des Sudindischen Ozeans entstehen gleichfalls in der Kalmenzone, wenn dieselbe sudlich vom Aquator liegt, wie Meldrum schon 1861 nachgewiesen hat, also in dem Zwischengebiete zwischen dem NW-Monsun und SE-Passat und ihre Bildungsstatte verschiebt sich mit dem Kalmengurtel nach Suden Die

---

[1]) Wenn wir kurz das System kreisender Winde einen Wirbelkorper nennen, so wollen wir damit durchaus nicht die Vorstellung begunstigen, als wurde es dieselbe Luftmasse, der gleiche Wirbel sein, der nur seinen Weg weiter fortsetzt

[2]) Die Winterstürme sind anderer Natur

Mauritiusorkane hören auf, wenn letzterer nach Norden über den Äquator sich zurückgezogen hat.

Die mit den Jahreszeiten wandernden Ursprungsstätten der Cyklonen und die verschiedene jährliche Periode der Wirbelstürme im Norden und Süden des Indischen Ozeans sind sehr lehrreich in Bezug auf die auf ihre Bildung einflussnehmenden Faktoren. Wenn die Kalmenzone am meisten südlich vom Äquator sich befindet, sind die Cyklonen im Südindischen Ozean am häufigsten, wo sie im Februar und März ihr Maximum erreichen, während sie dann im Norden ganz fehlen (siehe Frequenztabelle S. 563). Hier erreichen sie ihr Maximum im Mai (Bengalischer Busen) und Juni (Arabisches Meer), wenn sie im Süden ganz aufhören. Sobald aber im Juli das äquatoriale Barometerminimum mit dem Landminimum im Norden verschmolzen ist, hören die grossen Cyklonen ganz auf und beginnen erst wieder im Oktober und November, wenn das Landminimum zu existieren aufgehört hat. Sie erreichen ein zweites Maximum im Oktober, wenn das äquatoriale Minimum sich südlich von 16° nördl. Br. etwa befindet. Im Arabischen Meer und noch mehr in Ostasien, wo nördlich vom Wendekreis noch offenes Meer sich ausdehnt, dauert die Cyklonensaison auch noch in den Sommer hinein fort. Dasselbe ist auch der Fall auf der tropischen Westseite des Nordatlantischen Ozeans, wo das Maximum der Cyklonen auf den Spätsommer fällt. Auch hier entstehen die Cyklonen im Randgebiete der äquatorialen Kalmen, westlich und südwestlich von den Kap Verdischen Inseln, und wandern von da nach W und NW, indem sie das beständige Barometermaximum in der Gegend der Kanaren und Azoren zur Rechten lassen.[1]) Die westindischen Cyklonen scheinen bei der nördlichsten Lage des Kalmengürtels sich hier auszubilden.

Die günstigste Zeit für die Bildung grosser Cyklonen in beiden Hemisphären ist jene, wo der Kalmengürtel in denselben seine höchste Breite erreicht hat, denn dann ist die ablenkende Kraft der Erdrotation am wirksamsten in demselben, und dadurch wird die Bildung kräftiger, ausgedehnterer Wirbel am meisten unterstützt. Dagegen kommen die Cyklonen höchst selten in kleinerem Abstande als 6—8° zu beiden Seiten des Äquators zur Beobachtung, weil in der Nähe des Äquators die ablenkende wirbelerzeugende Kraft am kleinsten ist.

Der normale Höhepunkt der Cyklonenbildung und Cyklonenthätigkeit muss deshalb um und noch etwas nach der Sommermitte der betreffenden Hemisphäre erreicht werden, und dies beobachten wir auch überall dort, wo nicht, wie im Busen von Bengalen, die See in niedrigen Breiten schon ihr Ende findet, und die entstehenden Cyklonen keinen genügenden Seeraum mehr für ihre Entwickelung vorfinden. Denn das ist offenbar, dass eine entstandene Cyklone einen grösseren Seeraum *vor sich* (also in W und NW) haben muss, um zu einem grossen Wirbelsturm sich auswachsen zu können. In der Bai von Bengalen ist dies nur im Mai und dann wieder im Oktober und November der Fall; im Arabischen Meere ist die Situation schon günstiger; in beiden Meeresgegenden beobachten wir deshalb ein doppeltes Maximum der Frequenz grosser Cyklonen, in anderen nur eins im Spätsommer.[2])

Für die Entstehung der Cyklonen in einer äquatorialen Mulde niedrigen Luftdruckes mit Winden entgegengesetzter Richtung zu beiden Seiten derselben spricht auch

---

[1]) *Toynbee* hat den Orkan vom August 1873 auf seinen Ursprung in der Gegend der Kap Verdischen Inseln zurückverfolgt in die Gegend, wo der NE-Passat und der zum SW-Monsun abgelenkte SE-Passat sich begegnen.

[2]) Damit soll nicht abgesprochen werden, dass auch noch andere Ursachen ein doppeltes Maximum in der Bai von Bengalen begünstigen können.

in hohem Grade der Umstand, dass im südlichen Atlantischen Ozean die tropischen Cyklonen fehlen, denn hier fehlen auch das ganze Jahr hindurch westliche Winde in der Nahe des Aquators.

Eine sehr beachtenswerte Erfahrung ist es auch, dass Cyklonen sich gerne auf gleicher oder ahnlicher Bahn folgen und dass sie gerne gruppenweise auftreten, was auf eine Begunstigung ihrer Entstehung durch die voraus bestehende allgemeine Luftdruckverteilung hinweist (und gegen die Annahme ihrer Entstehung und Erhaltung durch vertikale Temperaturverteilung oder labiles vertikales Gleichgewicht spricht). Es ist eine wohlbekannte Thatsache, sagt Doberck, dass die Luftdruckdepressionen von solchen Gegenden angezogen werden, uber welche soeben eine Depression hingezogen ist Teifune folgen sich gerne. Koppen hat dasselbe fur die Sturme der gemassigten Zone gezeigt

Die Ansicht, dass die Cyklonen in einem Zwischenraum entgegengerichteter Windgebiete entstehen, ist schon alt, und lag nahe fur die asiatischen Gewasser, wo die Ubergangsperiode von einem Monsun zum andern haufig durch Orkane bezeichnet wird

A Thom war der erste, der die Aufmerksamkeit darauf lenkte, dass zwischen dem NW-Monsun und dem SE-Passat in einer Gegend veränderlicher Winde und Stillen in 10—12° sudl. Br die Wirbelsturme des Indischen Ozeans zuerst entstehen [1]) Besser begrundet hat diese Ansicht erst Meldrum 1861 „Je mehr die Orkane des sudlichen Indischen Ozeans studiert werden, um so offenbarer wird es, dass sie ihren Ursprung und ihr mehrtagiges Bestehen dem hin und herwogenden Kampfe des aquatorialen westlichen Monsuns und des SE-Passates bei sudlicher Deklination der Sonne verdanken“ Naturlich darf man diesen Gedanken nicht zu mechanisch auffassen, es handelt sich nur darum, dass in solchen Gebieten in grosserer Ausdehnung Gelegenheit zur Ausbildung einer drehenden, cyklonalen Luftbewegung geboten ist, die, einmal entstanden, in sich die Fahigkeit hat, fortschreitend sich zu erhalten, ja noch zu verstarken und an Umfang zu wachsen In einem einheitlichen Windgebiete, mit gleichmassigem Druckgefalle, wie in den Passaten, konnen sich grosse Wirbel nicht bilden

Jede Cyklone hat bekanntlich westliche Winde auf ihrer aquatorialen und ostliche auf ihrer polaren Seite vom Ursprunge an Gegenden und Jahreszeiten, in welchen diese Verteilung der Winde ohnedies Regel ist, bieten dadurch gunstige Vorbedingungen fur die Entstehung von Cyklonen dar [2])

Unter der Herrschaft gewisser theoretischer Anschauungen uber den Einfluss des Regens auf die Entstehung barometrischer Minima ist diese allen Thatsachen am meisten entsprechende Ansicht eine langere Zeit hindurch bei Seite geschoben und verworfen worden. Die bedeutenden indischen Meteorologen, welche den Ursprung der Cyklonen der Bai von Bengalen so grundlich untersuchten, haben, obgleich die Thatsachen auch hier nicht anders lagen, ja gerade durch diese Untersuchungen besonders klar zu Tage traten, einer vorgefassten bestechenden Theorie einen grosseren Einfluss auf ihre Schlusse nehmen lassen, als dies mit den wirklich beobachteten Erscheinungen vertraglich ist.

---

[1]) A Thom, An Inquiry in the Nature and Course of Storms London 1845 Näheres s bei Hildebrandsson und Teisserenc de Bort S 210 etc

[2]) Segelhandbuch für den Indischen Ozean. S 266

Viertes Kapitel.

Theoretisches über die atmosphärischen Wirbel und die Ursachen ihrer Entstehung.

I. Kurze theoretische Betrachtungen über die Luftbewegungen in den atmosphärischen Wirbeln unter dem Einfluss der Reibung.

Für stationäre Bewegungen, die ohne Reibung der bewegten Luftmassen erfolgen, haben wir schon früher die Gleichung aufstellen können:

$$G = 2\,\omega\, v \sin \varphi \pm \frac{v^2}{r},$$

wenn G die Gradientkraft, r der Krümmungsradius der Bahn. Das Zeichen + gilt für cyklonische Bewegungen, das Zeichen — für anticyklonale Bewegungen (s. S. 517). Die Bewegung erfolgt dann in der Richtung der Tangente der Isobaren oder senkrecht auf die Richtung des Gradienten, der Ablenkungswinkel α ist 90^0. Es findet keine Zunahme der Beschleunigung mehr statt, die Bewegung ist eine gleichförmige geworden, die Ablenkungskräfte, die gewöhnliche Fliehkraft $v^2:r$ und die Ablenkungskraft der Erdrotation, halten dem Gradienten das Gleichgewicht. Solche Bewegungen haben wir thatsächlich in den höheren Schichten der Atmosphäre konstatieren können.

Auf den täglichen Wetterkarten finden wir aber, dass die Luft an der Erdoberfläche gegen das Minimum einströmt (oder vom Maximum abfliesst). Der Ablenkungswinkel ist kleiner als 90^0 und eine Komponente der Gradientkraft wird also wirksam. Bleibt die Bewegung trotzdem eine gleichförmige, so muss dieser Komponente eine andere Kraft entgegen wirken und sie aufheben. Es ist dies die Reibung, der Verlust der Geschwindigkeit, welche die bewegte Luft an der Erdoberfläche erfährt. Die folgende Fig. 81 zeigt näher, nach welchen Gesetzen dann die Luftbewegung in der Nähe der Erdrotation erfolgt:

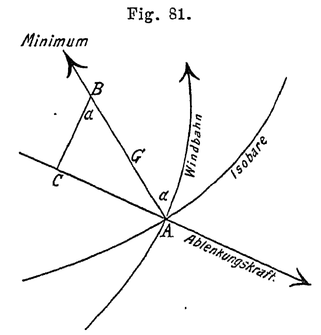


Fig. 81.

Die Gradientkraft G = AB zerfällt jetzt in 2 Komponenten. Die Komponente AC wird durch Ablenkungskräfte, die $\perp$ auf die Windbahn wirken, aufgehoben, sie beträgt, wie man sieht, $G \sin \alpha$. Die andere Komponente, BC, welche in die Richtung der Windbahn fällt und eine Beschleunigung bewirken kann, ist $G \cos \alpha$. In dieser Richtung wirkt aber auch die Reibung, und zwar in entgegengesetztem Sinne, als Widerstand. Bei Beginn der Bewegung unter dem Antrieb der Gradientkraft ist die Geschwindigkeit v noch gering, Reibung und Ablenkungskraft deshalb auch. Die wirksame Komponente des Gradienten AC ist daher noch gross. Die Geschwindigkeit wächst aber fortwährend, damit zugleich auch Reibung und Ablenkungskraft, und zwar so lange, bis diese letzteren der Gradientbeschleunigung das Gleichgewicht halten. Die Geschwindigkeit v wird dann konstant, geradeso wie die eines fallenden Körpers unter dem Einflusse des Luftwiderstandes. Für diesen stationären Zustand der Bewegung unter dem Einflusse der Reibung wollen wir nun die Hauptgleichungen aufstellen.

Man kann die Reibung p der Geschwindigkeit einfach proportional annehmen, wie die Erfahrung ergiebt[1]), also $p = \varkappa v$ setzen, wo $\varkappa$ eine Konstante.

Wir haben deshalb $G \cos \alpha = \varkappa v$. Die beiden Grundgleichungen der stationären Bewegung sind also (G die Gradientkraft).

$$G \sin \alpha = 2 \omega v \sin \varphi \pm \frac{v^2}{\gamma},$$
$$G \cos \alpha = \varkappa v$$

und es ergiebt sich daraus für schwach gekrümmte Windbahnen (r sehr gross):

$$\operatorname{tang} \alpha = \frac{2 \omega \sin \varphi}{\varkappa}$$

Der Ablenkungswinkel α ist von v unabhängig, er wächst aber mit der Grösse der ablenkenden Kraft und nimmt ab mit Zunahme der Reibung. Bei entstehenden Bewegungen ist die ablenkende Kraft noch klein, α daher auch klein (SE-Winde auf der Vorderseite einer Cyklone unserer Breiten).

Da die ablenkende Kraft mit dem Sinus der geographischen Breite zunimmt, so gilt dies auch für den Ablenkungswinkel α.

1. Reibungskoeffizient und Ablenkungswinkel. Die obige Gleichung gestattet auch den Reibungskoeffizienten $\varkappa$ aus der Grösse des Ablenkungswinkels zu berechnen.

Mohn fand für Norwegen	$\alpha = 56.5^0$,	$\varphi = 61^0$,	$\varkappa = 0.0000845$
Loomis „ „ Nordamerika	$\alpha = 42.2^0$,	$\varphi = 37\frac{1}{2}^0$,	$\varkappa = 0.0000803$
Cl. Ley für die Küste	$\alpha = 77.2^0$,	$\varphi = 51^0$,	$\varkappa = 0.0000258$
„ „ für Orte entfernt davon[2])	$\alpha = 61.0^0$,	$\varphi = 51^0$,	$\varkappa = 0.0000637$
Mohn aus der Richtung der Passate im nördlichen Atl. Ozean			$\varkappa = 0.00002$

Die Reibung über dem Lande ist also ca. 4 mal grösser als über dem Meere. Je grösser α, desto grösser wird die Projektion des Gradienten auf die Richtung der Windbahn AC, desto kleiner also die Windgeschwindigkeit bei gleich grossen Gradienten[3]).

[1]) Im vorliegenden Falle, wo es sich um die Verzögerung der bewegten Luftmassen handelt, ist unter Reibung etwas anderes zu verstehen, als unter Reibung im gewöhnlichen Sinne, wo man $p = \alpha v^2$ setzt, wenn α die Grösse des Reibungswiderstandes pro Quadratmeter und Sekunde bedeutet. Wenn Luft über eine rauhe Grundfläche hinstreicht, so entstehen zahlreiche Wirbel, welche die Bodenreibung auf immer höhere, mächtigere Luftschichten übertragen. Der Reibungskoeffizient α nimmt dann ab mit der Masse, auf welche die Reibung übertragen wird, ist also gleich $\alpha : m$ zu setzen. Die Erfahrung lehrt aber, dass diese Masse, auf welche die Bodenreibung übertragen wird, nahezu direkt mit der Geschwindigkeit v zunimmt, so dass man $m = cv$ setzen kann. Man hat demnach $\alpha : cv$ einzusetzen, wo c eine Konstante. Daher darf angenähert $p = \varkappa v$ angenommen werden, als empirischer Wert, wie dies oben geschehen ist.

Ist die untere Luft kalt, so mischt sich die obere bewegte Luft nicht oder nur wenig mit der unteren, es bilden sich nur wenig Wirbel, die Luftschichten gleiten übereinander hin, ohne sich wesentlich zu beeinflussen, sie nehmen glatte Berührungsflächen an. In klaren kalten Nächten beruhigt die Reibung die unteren Luftschichten, nicht etwa deshalb, weil dann die Reibung besonders gross wäre, es ist aber die Luftmasse, auf welche dieselbe übertragen wird, nur eine geringe, ihre Wirkung daher eine grosse. M. Möller, Der mathematische Ausdruck für den Widerstand der Luftbewegung. Annalen der Hydrographie. 1894. S. 62.

[2]) London, Oxford, Brüssel, Paris.

[3]) C. Kassner findet folgende Beziehungen zwischen Gradient und Windstärke bei Cyklonen:

Gradient	1	2	3	4	5	Mittel
	Windstärke Beaufort					
Land	2.9	3.6	4.5	(6.0)	—	3.8
Küste	4.5	5.8	6.2	7.0	(8.3)	6.1
Meer	6.7	6.5	6.7	7.1	8.0	6.7

Häufigste Stärke über Land 2, über Küste und Meer 6.

Gleiche Druckdifferenzen erzeugen viel stärkere Winde über dem Meere, als über dem Lande, und, wie wir schon wissen, stärkere in der Nähe des Äquators als in höheren Breiten.

Ein Gradient von 0·3 mm (pro Grad) in der Passatregion bewirkt einen gleich starken Wind, wie an den deutschen Küsten ein Gradient von 1·9 mm.

Loomis hat aus den synoptischen Wetterkarten folgende Beziehungen zwischen α und $\varkappa$ abgeleitet, die Inklination des Windes (der Winkel zwischen Isobare und Windrichtung, $90^0 - \alpha =$ Inklination) ist beigefügt.

Ort	Philippinen	Bai von Bengalen	Vereinigte Staaten	Atlantischer Ozean	Arktisches Gebiet
Breitegrad	14·6	20·8	45	56·3	70·9
Inklination	62·2	57·2	40·1	30·1	28·6
Ablenkung	27·8	32·8	49·9	59·9	61·4
Reibungskonst. $\varkappa$	0·000069	80	86	70	75

Mit dem Wert von $\varkappa = 0{\cdot}000076$ erhält man als Inklination des Windes unter verschiedenen Breiten [1]):

Breite	5	10	20	30	40	50	60	70°
Inklination	9.5	18.4	33.2	43.7	50.9	55.7	58.9	60.9

Umgekehrt berechnet Mohn für $\varphi = 45^0$ und verschiedene Werte von $\varkappa$ die folgenden Ablenkungswinkel, sowie das theoretische Verhältnis von $v : \varDelta B$ ($\varDelta B$ Gradient für ganz schwach gekrümmte Windbahnen), $\varkappa$ in Einheiten der 5. Dezimale:

$\varkappa =$	2	4	6	8	10	12
$\alpha =$	79	69	60	52	46	41
i =	11	21	30	38	44	49
$v : \varDelta B =$	8.8	8.4	7.8	7.1	6.5	5.9

In den Wirbelstürmen wächst die Geschwindigkeit von der Peripherie nach innen bis zu einem gewissen Abstande vom Zentrum, wo Windstille herrscht. Da die Luft allseitig dem Zentrum zuströmt, so muss im und schon in der näheren Umgebung desselben eine aufsteigende Luftbewegung vorhanden sein. Da in diesem Falle v nicht konstant bleibt, wie vorhin angenommen, so kommt zu den Kräften, die in der Richtung der Windbahn wirken, noch die Beschleunigung der Bewegung $\frac{dv}{dt}$ dazu, für welche man, da $v = ds : dt$, auch $v\,dv : ds$ schreiben kann, somit hat man die folgenden zwei Hauptgleichungen:

$$G \sin \psi = 2\,\omega\, v \sin \varphi + (v^2 : r),$$
$$G \cos \psi = \varkappa v + v\,(dv : ds).$$

wo ψ der Winkel zwischen Gradient und Windrichtung.

In der äusseren Zone, wo noch keine aufsteigende Bewegung stattfindet, der Luftstrom also nur horizontal ist, erfordert die Kontinuitätsbedingung, dass in einem bestimmten Abstande r vom Zentrum in jeder Sekunde eine konstante Luftmenge dem Zentrum zuströmt. Es muss also $2\pi r\, v \cos \psi =$ Konst. sein, oder $r v =$ Konst. Es ist also auch ψ konstant. Eliminiert man mittelst dieser und den vorausgehenden Gleichungen die Veränderlichen r und G, so erhält man schliesslich:

$$\operatorname{tang} \psi = \frac{2\,\omega \sin \varphi}{\varkappa},$$

d. i. also $=$ tang α wie vorhin.

Der Winkel zwischen Radius vektor und Windbahn ist konstant und gleich dem normalen Ablenkungswinkel α für φ und $\varkappa$. Die Windbahn selbst ist eine logarithmische Spirale.

In der inneren Zone hat der Luftstrom eine vertikale Komponente. Guldberg und Mohn setzen dieselbe gleich $h : r^2$, so dass die Kontinuitätsbedingung wird:

$$(2\pi r)\,(v \cos \psi)\,(h : r^2) = \text{Konst.} \qquad v \cos \psi : r = \text{Konst.}$$

Die Differenzierung ergiebt $dv : dr = v : r$. Berücksichtigt man, dass $dr = -\,ds \cos \psi$, so wird $dv : ds = -$ Konst. und es ergiebt sich schliesslich:

---

[1]) Loomis, Contributions to Meteorology. Revised Edition 1887. Chapter II. pag. 141.

$$\tang \psi = \frac{2\omega \sin \varphi}{\gamma - 2c} \quad \text{oder da} \quad \tang \alpha = \frac{2\omega \sin \varphi}{\gamma}$$

$$\tang \psi = \frac{\tang \alpha}{1 - \frac{2c}{\gamma}}$$

Der Ablenkungswinkel ist auch hier konstant, aber grösser als der normale α In der inneren Zone nimmt die Geschwindigkeit des Windes gegen das Zentrum hin ab und zwar (unter obiger Voraussetzung) im Verhältnis der Abnahme des Abstandes von demselben Die Windbahn ist auch in dieser Zone eine logarithmische Spirale

Diese Ergebnisse der Untersuchungen von Guldberg und Mohn stehen im wesentlichen mit den Beobachtungen in guter Übereinstimmung Näheres über die Ableitung obiger Gleichungen findet man in Zeitschrift f Met XII p 258 etc, und in Etudes sur les mouvements de l'atmosphère I und II Christiania 1876 S a Sprung, Lehrbuch der Meteorologie p 112 etc

Die vertikale Komponente der Luftbewegung ist auch in den Cyklonen eine geringe Die Formeln von Oberbeck geben noch für eine Höhe von 1000 m die Geschwindigkeit der aufsteigenden Luftbewegung bloss zu 0 1 m (Sprung, S 149) Lasne berechnet ähnliche geringe Beträge derselben [1])

2. Über die vertikale Komponente der Bewegung in den Cyklonen [2]) Die dem Zentrum eines Wirbels zuströmende Luft muss aufsteigen wegen der Verengung des Querschnittes, sobald die Geschwindigkeit nicht in gleichem Masse zunimmt, wie der Halbmesser abnimmt Dies ist im allgemeinen nicht der Fall, man findet ja im Zentrum vollkommener Wirbel Windstille Das Maximum der Geschwindigkeit findet sich meist in dem Abstande $^2/_3$ des Radius gegen das Zentrum hin Wenn zudem die Inklination des Windes zunimmt mit Annäherung an das Zentrum, so entspricht dies einer noch stärkeren Verengung des Querschnittes, und die Kontinuitätsbedingungen erfordern eine aufsteigende Bewegung der Luft [3])

Wo das Zentrum sich gegen den einströmenden Wind bewegt, ist die Kontraktion der Sturmbahn noch grösser und umgekehrt Zuweilen rückt das Zentrum des Wirbels mit einer Geschwindigkeit vor, welche die des Windes, bezogen auf den Radius des Wirbels, übertrifft, dann muss die aufsteigende Bewegung im vorderen Teile des Wirbels mindestens verdoppelt werden. Im allgemeinen ergiebt sich.

1 Die aufsteigende Bewegung ist am stärksten im vorderen Teile des Wirbels

2 Im hinteren Teile müssen absteigende Winde eintreten, um die Leere auszufüllen, welche die fortschreitende Depression zurücklässt, wenn die Geschwindigkeit derselben gleich oder grösser ist als die Windgeschwindigkeit projiziert auf den Radius

Die absteigende Bewegung der Luft auf der Rückseite der Depression wird dadurch verstärkt, dass die Reibung die unteren Winde stark verzögert und es selten ist, dass die Winde nahe am Erdboden eine Geschwindigkeit von 20 m erreichen, was, den Ablenkungswinkel $\alpha = 70^0$ genommen, einer Geschwindigkeit von 6 8 m in der Richtung des Gradienten entspricht, während sehr viele Depressionen sich mit einer Geschwindigkeit von 40 km pro Stunde = 11 m pro Sekunde fortbewegen

---

[1]) Einen Luftcylinder von der Höhe h, in dem die Geschwindigkeit V herrscht, passiert pro Sekunde eine Luftmenge $2\pi r h V$ Verringert sich r um dr, so dass der Halbmesser in $r - dr$ übergeht, so ist die Luftmenge $2\pi(r - dr)hV$ Die Menge $2\pi dr h V$ muss aufsteigen Nennen wir die vertikale Komponente v, so muss die Gleichung bestehen $2\pi dr h V = 2\pi r dr v$, somit ist $v = V(h \; R)$

Für $r = 250$ km, $V = 20$ m, $h = 4000$ m ist v erst 0 35 m In der Höhe $h = 300$ m beträgt die vertikale Komponente bloss 2 cm Lasne bezweifelt deshalb gegen Teisserenc de Bort, dass dieselbe in der Höhe des Eiffelturmes merklich werden könne Annuaire de la Soc Mét de France 1892 S 113 etc

[2]) Teisserenc de Bort, Sur le gradient barometrique vertical Remarques sur les mouvements verticaux Annales du Bureau Central Mét 1889 T I

[3]) Die Kontraktion der horizontalen Strombahn s ist gegeben durch $s_2 = s_1(r_2 \; r_1)$ Sind ferner v_1 und v_2 die horizontalen Geschwindigkeiten, α_1 und α_2 die Winkel derselben mit den Isobaren, h_1 und h_2 die dadurch erforderten vertikalen Komponenten der Bewegung, so muss $h_1 v_1 \sin \alpha_1 s_1 = h_2 v_2 \sin \alpha_2 s_2 = h_2 v_2 \sin \alpha_2 s_1 \frac{r_2}{r_1}$ sein, die Neigung der Windbahn gegen die horizontale $\tang i = (h_2 - h_1) \; (r_1 - r_2)$ und die vertikale Geschwindigkeit $v' = v \tang i$

Die Depression füllt sich daher in der Nähe des Erdbodens schwierig aus und es entsteht ein vertikaler Gradient, der absteigende Winde hervorbringt. Die Beobachtungen auf dem Eiffelturm stimmen damit überein, sie zeigen eine starke absteigende Bewegung nur nach dem Vorübergang einer Depression. Bei Winden zwischen E, SE und S ergaben die Anemometeraufzeichnungen auf dem Eiffelturm eine aufsteigende Komponente (einen negativen, vertikalen Gradienten), bei Winden von SW (über W nach N) eine absteigende Komponente (einen positiven Gradienten). Die Winde auf der Rückseite der Depressionen (vents plogeantes) machen die Schornsteine rauchen, sie wirken auf die Wellenbildung auf der See in einer besonderen Weise ein, die den Seeleuten wohl bekannt ist (les vents du Nord Ouest creusent la lame).

3. Speziellere Beziehungen zwischen Gradient und Windstärke. Für die Gradientkraft G haben wir früher schon einen Ausdruk gefunden. Wenn $\varDelta B$ der Gradient pro Grad (111 km), g die Beschleunigung der Schwere, b der Barometerstand, T die (absolute) Temperatur der Luft ($t + 273^0$), so ist:

$$G = g\frac{h}{l} = g\frac{\varDelta B.10515}{111000}\,\frac{0{\cdot}760}{b}\,\frac{T}{T_0} = \frac{\varDelta B}{387}\cdot\frac{T}{b}.$$

Somit erhalten wir als Beziehung zwischen dem Gradienten $\varDelta B$ und der Windgeschwindigkeit v den Ausdruck (α der Ablenkungswinkel):

$$\frac{\varDelta B}{387}\cdot\frac{T}{b}\sin\alpha = 2\omega v \sin\varphi + \frac{v^2}{r}.$$

$$\varDelta B = \frac{387\,b}{T\sin\alpha}\left(2\omega v\sin\varphi + \frac{v^2}{r}\right).$$

Da der Einfluss der Temperatur gering, so kann man $T = 273^0$ setzen und man erhält dann ($2\omega = 0{\cdot}000146$):

$$\varDelta B = \left(\frac{b\,v\sin\varphi}{4842} + 1{\cdot}417\,b\frac{v^2}{r}\right) : \sin\alpha,$$

oder an der Erdoberfläche für $b = 760$ (da auch $\varDelta B$ in mm):

$$\varDelta B = \left(0{\cdot}156\,v\sin\varphi + 1076\frac{v^2}{r}\right) : \sin\alpha.$$

Für sehr schwach gekrümmte Windbahnen (r sehr gross), welche den Isobaren folgen ($\alpha = 90^0$), erhält man die einfache Beziehung[1]):

$$\varDelta B = 0{\cdot}156\,v\sin\varphi \text{ oder } v = \frac{6{\cdot}40\,\varDelta B}{\sin\varphi}.$$

Das theoretische Verhältnis der Windstärke zum Gradienten bei reibungsloser Bewegung oder Bewegung in der Richtung der Isobaren senkrecht auf den Gradienten ist demnach unter verschiedenen Breiten:

---

[1]) Mit Rücksicht auf Temperatur und Seehöhe erhält man:

$$v/\varDelta B = \frac{T}{387\,b\,2\,\omega\sin\varphi} = \frac{17.73\,T}{b\sin\varphi}.$$

Köppen setzt in diese Gleichung die Wärmeabnahme mit der Höhe ein, wie sie Mendelejef aufgestellt hat, die jetzt allerdings nur bis zu 3—4 km Seehöhe noch als zulässig erachtet werden darf. Dann hat man etwa: $t = -50^0 + \frac{t_0 + 50}{b_0}b$, somit: $T = t + 273 = 223 + \frac{t_0 + 50}{b_0}.b$,

also:

$$v/\varDelta B = \frac{17.73}{\sin\varphi}\cdot\left(\frac{223}{b} + \frac{t_0 + 50}{b_0}\right),$$

wo t_0 und b_0 die Temperatur und der Luftdruck an der Erdoberfläche.

Mittelst dieser Gleichung kann man die Windgeschwindigkeit in grösseren Höhen berechnen. Für die Cirrusregion (7.5 km) erhält man z. B. unter 53° nördl. Br. $b_0 = 760$ mm, $b = 330$ mm, $t_0 = 10^0$, $t = -24^0$ (also etwas zu hoch, hier aber von keiner Bedeutung), den Quotienten $v : \varDelta B = 16$ rund. Auf je 1 mm Gradient kommt eine Windgeschwindigkeit von 16 m pro Sekunde (an der Erdoberfläche nur 8).

Breite	10	20	30	40	50	60	70	80°
v ΔB	36 7	18 6	12 7	9 9	8 3	7 3	6 8	6 5

Derselbe Gradient von 1 mm z B bewirkt unter 20° Breite eine $2^1/_2$ mal so grosse Windstärke wie unter 60° Einem Gradienten von 0 3 mm entspricht theoretisch unter 20° eine Windstärke von rund $5^1/_2$ m, unter 50° nur von 2·5 m Aus Toynbees Bearbeitung der meteorologischen Verhältnisse der Äquatorialregion des Atlantischen Ozeans ergiebt sich, dass unter 4° einem mittleren Gradienten von höchstens 0 25 mm eine Windstärke von 6—7 m entspricht (also v.ΔB = 26), bei einem Ablenkungswinkel von nur 15° ca

4 Vergleich der beobachteten und der berechneten Werte. Derselbe ergiebt, dass das berechnete Verhältnis von v/ΔB an den Landstationen wenigstens viel grösser ausfällt, als es nach den Beobachtungen thatsächlich sich herausstellt So haben Guldberg und Mohn aus den Beobachtungen zu Kew $\varphi = 51^1/_2$ nördl Br und Umgebung folgende Resultate erhalten (für SW- und NE-Richtung der Winde):

Wind	Beobachtete Werte						Berechnete Werte		
	b	t	α	ΔB	V	V/ΔB	γ	V	V/ΔB
SW	758	8 1°	64 5	2 72	8 6	3 2	0 000054	21 1	7 8
NE	769	0 1°	52 2	1 82	8 5	4 7	0 000088	11 6	6 4

Das berechnete Verhältnis der Windgeschwindigkeit zum Gradienten ist fast zweimal grösser als das beobachtete Die Ursache davon ist wohl in erster Linie in der Abschwächung der Windstärke in der Nähe des Erdbodens zu suchen. Dafür spricht folgendes Ergebnis einer analogen Berechnung der Windstärke zur See unter $64^1/_2$° nördl Br

Wind	Beobachtete Werte						Berechnete Werte		
	b	t	α	ΔB	V	V/ΔB	γ	V	V/ΔB
SW	761	11°	74 3	2 45	17 2	7 0	0 000037	17 4	7 1

Auf dem Meere, wo der Unterschied der beobachteten Windgeschwindigkeit von der wahren ein geringer ist, stimmen Beobachtung und Rechnung sehr gut mit einander überein

Loomis hat aus den amerikanischen Wetterkarten die zusammengehörigen Werte von Gradient, Windstärke, Krümmungsradius der Windbahn und Ablenkungswinkel (oder Inklination des Winkels) aufgesucht[1]) und folgende Resultate erhalten, denen die nach Ferrels Gleichungen berechneten Geschwindigkeiten beigefügt worden sind

Gradient für 60 geographische Meilen (1°) in Millimeter.

1 52	1 78	2 03	2 29	2 54	2 79	3 05	3 30	3 56	3 81
Krümmungsradius der Windbahn in Kilometer (r)									
740	610	500	420	350	315	280	250	220	204
Ablenkungswinkel (α)									
20	35	45	53	60	65	70	74	77	80
Windgeschwindigkeit in Meter pro Sekunde, a beobachtet, b berechnet									
a) 4 8	8 5	12 4	14 2	15 6	16 1	16 8	17 6	18 7	20 5
b) 5 3	9.7	12 4	14 7	16 0	16 7	17 0	18 0	18 3	18 6

[1]) American Journ of Science Jan 1878

Es ist zu beachten, dass auf die so nahe Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung kein grösseres Gewicht zu legen ist, da kleine Änderungen in r und α dieselben erheblich verringern würden und diese Werte ziemlich unsicher bestimmt sind.[1]) Bei der Rechnung wurde $\varphi = 40^0$ gesetzt, $t = 15^0$, $b = 760$ mm.

Auf S. 521 findet man wertvolle Ergebnisse aus den Abmessungen auf den Wetterkarten von Loomis zusammengestellt, welche zur weiteren Prüfung der Theorie Verwendung finden können.[2]) Mittelwerte aus denselben sind:

Atlantischer Ozean: Mittlere Breite 56° nördl. Br. Innere Zone: Luftdruck 715—735, $\Delta B = 3.84$, $\alpha = 64^0$, $v = 12.4$. Äussere Zone: 740—760, $\Delta B = 3.29$, $\alpha = 56$, $v = 12.1$. Übergang zum Hochdruckgebiet 760—775, $\Delta B = 2.68$, $\alpha = 49^0$, $v = 4.7$. Vereinigte Staaten $\varphi = 45^0$, $b = 732—44$, $\Delta B = 3.39$, $\alpha = 52^0$, $v = 11.8$, $b = 749—59$, $\Delta B = 2.81$, $\alpha = 48^0$, $v = 10.7$.

Von den empirischen Untersuchungen über das numerische Verhältnis zwischen Gradient und Windstärke mögen zunächst die Ergebnisse der Untersuchungen von Clement Ley und von Whipple angeführt werden, die sich auf Stonyhurst und Kew (1870—1875) und auf Kew (1875—1879) beziehen.[3]) Stonyhurst 53° 51′, Kew 51° 28′. Die Windgeschwindigkeiten (Anemometer: Kew-Modell, Faktor 3) sind wohl etwas zu hoch.

Die geschätzten Windstärken nach Beaufort bei verschiedenen Gradienten an den deutschen Küsten hat Sprung berechnet[4]) (2 Jahre 1877/78 fast vollkommen übereinstimmend). Dieselben sind (nach Köppen) auf Meter pro Sekunde reduziert worden. Die folgende kleine Tabelle enthält in kondensierter Form die allgemeinsten Ergebnisse dieser Untersuchungen:

Cl. Ley. Stonyhurst und Kew (52½°). Jahr. (8 h am.)						
Gradient	0.76	1.36	1.98	2.60	3.04	mm
Windstärke	2.5	4.8	7.0	9.4	11.0	m pro Sek.
Verhältnis ($v : \Delta B$)	3.6	3.5	3.5	3.6	3.6	
Whipple. Kew (51.5°). Jahr. (8 h am.)						
Gradient	0.84	1.36	1.88	2.40	2.88	mm
Windstärke	3.7	5.4	7.1	9.2	10.7	m pro Sek.
Verhältnis	(4.4)	3.9	3.8	3.8	3.7	
Sprung. Deutsche Küsten. Jahr. (8 h am.)						
Gradient	1.19	1.44	1.81	2.14	2.62	mm
Windstärke	3.1	4.8	6.7	8.8	10.7	m pro Sek.
Verhältnis	(2.6)	3.3	3.7	4.1	4.1	

Es stellte sich also heraus, dass für denselben Ort das Verhältnis zwischen Windgeschwindigkeit und Gradient sehr nahe konstant ist. Man kann daher einen mittleren Quotienten aufstellen. Derselbe ist für Stonyhurst und Kew 3·6, für Kew (II. Reihe) 3·8, für die deutschen Küsten auch nahe 3·8. Dieser Quotient variiert aber mit der geographischen Breite, dem mittleren Ablenkungswinkel des Winkels und natürlich auch mit den Lokalverhältnissen. So findet Sresnewsky, dass zu Sewastopol einem Gradienten von 1·9 mm (Ablenkungswinkel 72°) die Windstärke Beaufort 6 (11 m) entspricht, zu Taganrog aber, das mehr kontinentalen Charakter hat ($\alpha = 58^0$), wird diese Windstärke erst bei einen Gradienten von 2·2 mm erreicht.

[1]) Ferrel anerkennt ausdrücklich, dass Peslin schon im Jahre 1872 im Bull. Intern. de l'Observ. de Paris 1872 dieselbe Formel aufgestellt hat, wie er selbst (ohne Kenntnis letzterer) in American Journ. 1874.

[2]) Siehe Köppen, Met. Z. XXIII. 1888. S. 366.

[3]) Cl. Ley, Quarterly Journ. R. Met. Soc. III. 1877. pag. 232, und Whipple and Baker, Barometric Gradients in connexion with the Wind Velocity and Direction at the Kew Observatory. Ebenda Vol VIII. pag. 198. July 1882.

[4]) Sprung, Studien über den Wind. II. Archiv der Deutschen Seewarte. Hamburg 1879.

5. Verschiedene Windstärke bei gleichen Gradienten im Winter und im Sommer. Cl. Ley hat zuerst nachgewiesen, „dass die mittlere Geschwindigkeit des Windes, die einem jeden Gradienten entspricht, im Sommer viel grösser ist als im Winter. Dies ist der Fall an allen Stationen, bei allen Winden, bei verschiedener Krümmung der Isobaren und bei allen Barometerständen.“ [1]) Sprung hat bald darauf dasselbe für die deutschen Küsten nachgewiesen und Whipple neuerdings für Kew. Ley und Whipple haben die demselben Gradienten im Winter und im Sommer zukommende Windgeschwindigkeit berechnet. Die Differenz der Windgeschwindigkeiten zwischen Sommer und Winter ist so gut wie konstant für die verschiedenen Gradienten. Nach Ley ist dieselbe für Stonyhurst und Kew 1·8 m im Mittel, die Windstärkemessungen zu Kew geben nach Whipple eine mittlere Differenz von 2 m. Demselben Gradienten entspricht also im Sommer eine um ca. 2 m höhere Windgeschwindigkeit als im Winter.

Sprung hat umgekehrt die den gleichen Windstärken Beaufort im Winter und im Sommer zugehörigen Gradienten berechnet und (im Mittel) für die deutschen Küsten gefunden.

Windstärke Beaufort	2	3	4	5	6
Reduziert auf Meter pro Sek.	3·1	4·8	6·7	8·8	10·7 m
	Mittlere Gradienten				
Winter	1·30	1·48	1·93	2·32	2·76 mm
Sommer	1·07	1·34	1·63	1·96	2·35 „

Dass im Sommer ein kleinerer Gradient für die gleiche Windstärke genügt, erklärt sich wohl leicht durch den stärkeren vertikalen Luftaustausch im Sommer, der, bei gleichen Luftdruckdifferenzen, die stärkere Bewegung der höheren Luftschichten auch auf die untersten Luftschichten überträgt. Ebenso wie eine jährliche muss deshalb auch eine tägliche Periode der Windstärke bei gleichen Gradienten vorhanden sein. Bei Nacht ist bei gleichen Druckdifferenzen die Luftbewegung eine viel schwächere als am Nachmittage.

6. Verschiedenheit der Windstärken bei gleichen Gradienten aber verschiedenen Windrichtungen. Bei dieser Untersuchung ist Sprung vorausgegangen und Ley nachgefolgt [2]).

Sprung findet folgende Unterschiede:

Windstärke Beaufort	2	3	4	5	6	7
	Entsprechender Gradient					
N + NE + E	0·96	1·18	1·46	1·81	1·85	(2·93)
S + SW + W	1·37	1·68	2·03	2·44	3·00	3·57

Für ein und dieselbe nach Beaufort-Skala geschätzte Windstärke ist (um 8^h morgens) der Gradient kleiner bei NE-Winden als bei SW-Winden. Das Verhältnis $v \cdot \Delta B$ ist bei den NE-Winden (wenig konstant) im Mittel 4·5, dagegen bei den SW-Winden (ziemlich konstant) im Mittel 3·2.

Ley hat wieder die Beobachtungen zu Stonyhurst und Kew (aus den Jahren 1874—1876) zu seiner Untersuchung verwendet, deren Ergebnisse im Mittel folgende sind:

Mittlerer Gradient	0·61	0·95	1·22	1·52	1·83 mm
	Mittlere Windgeschwindigkeit (Meter pro Sekunde)				
Winde zwischen SSE und NW (inkl.)	1·9	2·8	3·6	5·0	5·9
Winde zwischen NNW und SE (inkl.)	2·8	3·4	4·6	6·3	7·2

[1]) Cl. Ley, Suggestions on certain Variations, annual and diurnal in the Relation of the Barometric Gradient to the force of the Wind. Quart. Journ. R. Met. Soc. III. 1876. pag. 232.

[2]) Sprung, l. c., Ley, Nature. Vol. 24. pag. 8. May 1881.

Die Nord- und Ostwinde sind also viel stärker bei gleichen Gradienten als die Süd- und Westwinde. Ley hat viele Stationen in England in dieser Hinsicht geprüft und überall das gleiche Verhältnis erhalten. Das Verhältnis von $v : \Delta B$ ist zu Stonyhurst und Kew für die Winde zwischen SSE und NW 3·2, für die Winde von NNW bis SE dagegen 4·0. Diese Verhältniszahlen stimmen fast völlig überein mit jenen, welche man aus den Bestimmungen von Sprung für die deutsche Küste erhält, so dass man setzen kann: Verhältnis $v : \Delta B$ bei Nord- und Ostwinden 4·2, bei Süd- und Westwinden 3·2.

Ley wirft die Frage auf, ob die Ursache dieses Unterschiedes nicht darin liegen könnte, dass die Ostwinde mehr auf die unteren Schichten der Atmosphäre beschränkt sind, während die Westwinde durch die ganze Atmosphäre wehen. Der Gradient für Ostwind ist auf die unteren Schichten der Atmosphäre beschränkt, wogegen der Gradient für Westwinde bis zu den grössten Höhen hinaufreicht. Man kann aber auch an die verschiedene Bewölkung bei Ost- und Westwinden denken, die ersteren bringen heiteres Wetter und damit einen stärkeren Luftaustausch zwischen unten und oben, was eine Verstärkung der Winde oder eine Abnahme des Gradienten bei gleicher Windstärke bewirkt.

7. Beispiele für den Einfluss der Ablenkungskraft der Erdrotation und der gewöhnlichen Fliehkraft auf die Gradienten in den atmosphärischen Wirbeln der höheren und der niedrigen Breiten.

In den höheren Breiten ist die Ablenkungskraft gross, die Windbahnen sind aber bei den meisten Stürmen nur wenig gekrümmt, sie folgen häufig nahezu den Isobaren, der Krümmungshalbmesser r ist also sehr gross, der Ablenkungswinkel α desgleichen, nicht selten 60—70°.

a. Höhere Breiten. 26./27. Januar 1874 WNW-Sturm in Wien. Windstärke von 7—8^h am (reduziert) 23 m; $\varphi = 48^0$; Luftdruckminimum 720 mm bei Petersburg; r ca. 1630 km; α nahe gleich 90°. Mit diesen Argumenten berechnet sich ΔB wie folgt:

I. $0{\cdot}156\ v \sin\varphi$	$= 2{\cdot}67$	Ablenkungskraft der Erdrotation.
II. $1076\ (v^2 : r)$	$= 0{\cdot}35$	gewöhnliche Fliehkraft.
Gradient	$= 3{\cdot}02$ mm	

II. tritt also gegen I. in solchen Fällen sehr zurück. Dies ist Regel bei den meisten Stürmen der gemässigten Zone, bei denen die Windbahnen keinen ausgebildeten Wirbel bilden, sondern nur Teile desselben vorhanden sind. Wäre $\alpha = 75^0$ gewesen, wie ziemlich normal für WNW, so wäre der Gradient $3{\cdot}02 : \sin 75^0 = 3{\cdot}13$.

Die Abmessung des thatsächlichen Gradienten auf den „Hoffmeyerschen Karten" ergiebt 3·30 mm. Die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung ist also eine vortreffliche. Natürlich mehr zufällig, da die Anemometer selten die wahre mittlere Luftbewegung angeben, denen der Gradient entspricht.[1]

[1]) Auch in unseren Breiten kommen aber zuweilen echte Wirbelstürme (Cyklonen) vor. Z. B. Sturm vom 8./9. Dezember 1886 (Harding, Quart. Journ. XIII. July 1887). Isobaren sehr nahe kreisförmig um das sehr tiefe Minimum (700 mm über NW-England und SW-Schottland), r = 400 km ca., $\varphi = 56^0$, v = 35 m, $\alpha = 90^0$. Beobachteter grösster Gradient auf der SE-Seite 7.3 mm. Für diesen Fall erhält man als Gradienten:

I. Durch die Ablenkungskraft: 4.52. II. durch Fliehkraft: 3.30. Summe: 7.80 mm.

Mit v = 30 m erhält man 6.30. — Der schottische Wirbelsturm bei Edinburgh vom 21. Januar 1868 giebt: ΔB beobachtet 12.7, v beobachtet 40 m, r = 260 km, $\alpha = 90$ genommen. Berechneter Gradient:

I. giebt 5.17. II. 6.62. Summe: 11.8 Gradient.

b. Tropische Wirbelstürme. Bei diesen ist wegen der niedrigen Breite der Effekt der Ablenkungskraft der Erdrotation auf den Gradienten gering, dagegen jener der Zentrifugalkraft des Wirbels sehr gross. Z. B.:

Westindische Wirbelstürme vom Oktober 1876 nach P. Viñes. In 60 Seemeilen Abstand vom Zentrum Gradient 13·8 mm, $r = 130$ km, $\alpha = 60^0$, $\varphi = 22{\cdot}5^0$, $t = 25^0$, $v = 35$ m (?).

$$\begin{array}{lrl} \text{I} & 0{\cdot}156\ v \sin\varphi = & 2{\cdot}09 \\ \text{II} & 1076\ (v^2 : r) = & 10{\cdot}21 \\ \hline \text{Gradient} & = & 12{\cdot}30\ \text{mm.} \end{array}$$

Die Korrektion für den Ablenkungswinkel α und für $T = 273 + 25 = 298$ beträgt $T_0 : T \sin\alpha$. Somit $\varDelta B (T_0 : T \sin\alpha) = 12{\cdot}30 \times 1{\cdot}058 = 13{\cdot}01$ mm. Die angenommene wahrscheinliche Windstärke von 35 m entspricht demnach sehr nahe dem wahren Gradienten.

In diesem Falle ist der Effekt der Zentrifugalkraft auf die Luftdruckabnahme im Zentrum 5 mal so gross, als jener der Ablenkungskraft der Erdrotation. Dieses Überwiegen der Fliehkraft ist Regel für die tropischen Wirbelstürme.

Bei dem Bahama-Orkan vom Oktober 1866 war der Gradient 11·8 mm, die gemessene Windstärke 30—45 m pro Sekunde.

Die von Ferrel aufgestellten Gleichungen für die Beziehungen zwischen Windgeschwindigkeit und Gradient bei stationären Bewegungszuständen in atmosphärischen Wirbeln entsprechen demnach recht gut den Beobachtungen.

II. Die Entstehung der tropischen Wirbelstürme und der Barometer-minima und -Maxima der aussertropischen Breiten.

Die mathematischen Theorien von Ferrel und von Guldberg und Mohn über die Beziehungen zwischen Windstärke und -Richtung und Gradient nehmen die Kräfte, die in den Sturmfeldern thätig sind, als gegeben an, sie beschäftigen sich nur mit der Form der Bewegungen, ohne die Frage, woher die Bewegungsenergie stammt, zu berühren. Die „ablenkende Kraft der Erdrotation“ und die gewöhnliche Fliehkraft sind ja keine Kräfte im eigentlichen Sinne, sie können keine Arbeit leisten, was schon früher betont worden ist, sie vermehren auch nicht die Energie der Bewegungen, bei denen sie auftreten, sondern ändern nur die Form der letzteren, sowie die örtliche Verteilung der Energie. Die Gradienten können lokal verstärkt, also potentielle Energie örtlich aufgehäuft werden, ohne dass deshalb die Summe der lebendigen Kräfte im Sturmfelde als Ganzes einen Zuwachs erfährt. Die Beantwortung der Frage nach der Entstehung der atmosphärischen Wirbel muss deshalb auch über die Herkunft der Bewegungsenergie in denselben wenigstens im allgemeinen Auskunft geben.

Die Art der Entstehung oder die Bildung der tropischen Wirbelstürme ist bis zu einem recht befriedigenden Grade, namentlich durch die Arbeiten der indischen Meteorologen (Blanford, Wilson, Eliot), aufgeklärt worden.

Nirgends ist auch die Gelegenheit zum Studium der Entstehungsbedingungen einer grossen Cyklone so günstig, wie über der Bai von Bengalen, die ringsum von meteorologischen Stationen umsäumt ist und auch durch regen Schiffsverkehr genügend Beobachtungen auf offener See selbst zu liefern vermag. Aus den Monographien über einzelne Cyklonen, die früher citiert worden sind, ergiebt sich folgende Entstehungsgeschichte derselben.

Die grossen Cyklonen der sogenannten Übergangsperioden (von einem Monsun zum anderen), also jene des Mai und Oktober oder November, entstehen zu einer Zeit, wo der Luftdruck über Indien und der Bai von Bengalen sehr gleichmässig verteilt ist. Sie bilden sich im Süden der Bai, in dem nördlichen Grenzgebiet des vorrückenden oder sich zurückziehenden SW-Monsuns, in einer Region etwas niedrigeren Luftdruckes, wo Kalmen und leichte variable Winde herrschen. Die Schiffe finden über der Fläche, wo sich später die Cyklone ausbildet, unruhiges gestörtes Wetter, örtlich mit mehr oder weniger ausgebreiteten Regenböen, bei leicht fallendem Barometer. Es dauert zwei bis drei Tage, oft auch länger, bis die Winde und die Böen eine Konvergenz gegen ein Zentrum zeigen. Sowie dies aber einmal eingetreten ist, findet man auch, dass dieses Zentrum nicht länger am gleichen Orte verweilt, sondern in westlicher oder nördlicher Richtung langsam, anfangs namentlich, fortschreitet. Der Wirbelsturm hat sich gebildet.

Wie wir in dem Abschnitte über die Bildungsstätten der Cyklonen gesehen haben, entstehen auch die Wirbelstürme anderer tropischer Meere in einer Mulde niedrigen Luftdruckes zwischen zwei verschiedenen Windgebieten, je nach der Jahreszeit näher oder entfernter vom Äquator.[1]) Doch hat man nur im Indischen Ozean die Ausbildung näher verfolgen können. Bedingung zur Ausbildung einer grossen Cyklone scheint zu sein, dass über einer grossen Fläche kein einheitliches erhebliches Luftdruckgefälle besteht, wie man dies über der Bai von Bengalen speziell konstatiert hat. Dadurch kann es geschehen, dass der Anregung zu einer zentrierten cyklonalen Luftbewegung, die in der Mulde niedrigen Druckes bei günstigen Bedingungen sich zuweilen einstellt, die Luftmassen auf grosse Entfernungen hin folgen können und der Wirbel derart eine grosse Bewegungsenergie in sich zu konzentrieren vermag. Da grosse Cyklonen immerhin ziemlich seltene Erscheinungen sind, so müssen alle Bedingungen zur Entstehung derselben nicht häufig vorhanden sein. Nur wenn die allgemeine Luftdruckverteilung zu verschieden gerichteten, schon mehr oder weniger konvergierenden Gradienten sich hinneigt, wird sich ein grosser einheitlicher Wirbel leicht ausbilden können.[2])

Die Wirbelstürme sind von heftigen Niederschlägen begleitet. Diese letzteren scheinen bei der Fortexistenz derselben eine Rolle zu spielen. Hat sich ein Wirbelsturm ausgebildet, so strömt demselben aus weitem Umkreise die Luft zu, und steigt im und in der Umgebung des Zentrums auf. Die Niederschläge sind eine Folge dieser aufsteigenden Luftbewegung, und sind deshalb eine notwendige Begleiterscheinung der Wirbelstürme. Damit der Wirbel fortdauern kann, muss

---

[1]) Bei den Maicyklonen der Bai von Bengalen scheint der Rücken etwas höheren Luftdruckes, der dann noch über der Bai besteht, eine ähnliche Rolle zu spielen, wie bei der Entstehung der westindischen Cyklonen der höhere Druck im Norden der Kap Verdischen Inseln. Bei der Madras-Cyklone 1877 ist dies nachweisbar der Fall gewesen. (Zeitschrift f. Met. 1880. S. 313.) — Die Abhandlung von Knipping: Zur Entwickelungsgeschichte der Cyklonen subtropischer Breiten enthält gleichfalls Beobachtungen, welche dafür sprechen, dass die Cyklonen in einer Mulde niedrigen Luftdruckes, also in präexistierenden Gebieten schwacher cyklonaler Luftbewegung, ihren Ursprung nehmen. (Annalen der Hydrographie. Sept. 1895.) Der Autor citiert meine Abhandlung: „Bemerkungen über die Entstehung der Cyklonen.“ Zeitschrift f. Met. 1877. S. 308, in welcher dasselbe nachzuweisen schon früher versucht worden ist. (S. 309.)

[2]) Die häufigeren Wirbel, die sich am Nordrande der Bai während der Periode des SW-Monsuns, also bei einem einheitlichen Luftdruckgefälle bilden und nach Indien hineinziehen, bilden sich nicht zu grossen Cyklonen aus, wie schon früher S. 553 mitgeteilt wurde; sie haben grössere Ähnlichkeit mit den Stürmen des Sommerhalbjahres der höheren Breiten, auch darin, dass sie die Fähigkeit haben, über das Bergland Zentralindiens fortzuschreiten. „Die Bahn, der sie fast durchgängig folgen, scheint bestimmt von der Verteilung der Monsunströmungen, indem sie der Mulde niedrigen Druckes folgt, die zwischen dem östlichen und westlichen Zweige der Monsune Nordindiens liegt.“

die in denselben hineingezogene Luft im Zentrum leicht aufsteigen und oben ungehindert seitlich wieder abfliessen konnen. Dies leisten die Niederschlage der aufsteigenden Luftbewegung, weil sie die Warmeabnahme der aufsteigenden Luft vermindern und derselben einen grösseren Auftrieb gegen die Luft der Umgebung geben. Da namentlich der fortschreitende Wirbel viele Bewegungshindernisse zu uberwinden hat, so wurde die in ihm enthaltene lebendige Kraft, deren Aufsammlung er den gunstigen meteorologischen Verhaltnissen seiner Ursprungsstatte verdankt, bald aufgezehrt sein, wenn nicht die stetigen Verluste an Energie auch immer wieder ersetzt werden wurden. Dies leistet die Kondensationswarme der im Wirbel aufsteigenden feuchten Luftmassen, indem sie das Aufsteigen der Luft und den Abfluss derselben in der Hohe befordert, und derart die Druckdifferenz zwischen dem Umfang und dem Zentrum des Wirbels aufrecht erhalt. Daneben kann aber auch von aussen dem Wirbel Energie zugefuhrt werden, indem er von dem schon bestehenden Druckgefalle der Meeresgebiete, die er bestreicht, Nutzen zieht, wie dies bei den Wirbeln stattfindet, die am Rande eines Gebietes hoheren Luftdruckes entlang ziehen, und das ist zumeist, wenn nicht immer der Fall.

Man hat in den starken Niederschlagen, welche die Wirbelsturme begleiten, die Ursache ihrer Entstehung, ihrer Kraftleistungen, ja selbst die Ursache des niedrigen Luftdruckes im Zentrum derselben gesucht. Letztere Ansicht ist durch die Theorie von Ferrel und Guldberg-Mohn allein schon genugend widerlegt. Wenn sich aus Richtung und Starke des Windes im Gebiete des Sturmfeldes die Verteilung der Gradienten so vollstandig mit den Beobachtungen ubereinstimmend berechnen lasst, so kann der Niederschlag bei der Luftdruckverteilung keine merkliche Rolle spielen. Die Annahme, dass Niederschlage allein erhebliche Barometerdepressionen erzeugen konnen, findet weder von Seite der Theorie noch in den Beobachtungen eine Stutze [1].

Die starken Niederschlage sind eine Folge der im Innern des Wirbels aufsteigenden Luftmassen, nicht umgekehrt, sonst musste man die Niederschlage als ohne Ursache entstehend ansehen. Dass an den Orten starker Niederschlage dieser wegen allein keine Cyklonen sich bilden, ist durch so viele Thatsachen festgestellt, dass es unnotig ist, langer dabei zu verweilen [2]. Die sog. „Kondensationstheorie" der Cyklonen, wie sie die indischen Meteorologen lange Zeit hindurch hartnackig festgehalten haben, entbehrt vollig einer zureichenden Begrundung. Sie beruht grossenteils auf einer Verwechselung von Ursache und Wirkung und konnte nur gestutzt werden durch die Annahme, dass auf keine andere Weise die dem Wirbel innewohnende Bewegungsenergie zu erklaren ware.

Aus den von den indischen Meteorologen selbst klargelegten meteorologischen Verhaltnissen bei der Entstehung grosser Wirbelsturme ergiebt sich aber von selbst die Quelle der Energie derselben. Dieselbe besteht darin, dass die praexistierenden meteorologischen Verhaltnisse es ermoglichen, dass Luftmassen von allen Seiten und weither unter Wirbelbildung einer bestimmten Erdstelle zustromen. Ein sehr geringer

[1]) Hann, Uber den Einfluss des Regens auf den Barometerstand und uber die Entstehung der Niederschlage im allgemeinen. Zeitschrift f. Met. B. IX. 1874. S. 289 und ebenda B. XV. 1880. S. 318 etc. Reye und andere haben freilich berechnet, dass die Kondensation des Wasserdampfes eine Luftdruckverminderung von $^3/_5$ der Niederschlagshohe erzeugt. Aber die Voraussetzungen der Rechnung (dass der Niederschlag ohne Abkuhlung der Luft, von selbst, spontan erfolgt) sind in der Natur nie erfullt, und das Resultat ist deshalb ohne jede Bedeutung fur die Meteorologie. Reye, Pogg. Annalen. CXXV. 1865, und „Die Wirbelsturme", fruher noch Kronig, Pogg. Annalen. CXXIII. 1864.

[2]) Selbst der ungeheuere Regenfall zu Cherrapunji erzeugt keine Abnahme des Luftdruckes. Das Barometer steigt sogar bei den starksten Regen, wie Eliot selbst mitteilt.

Gradient kann unter diesen Verhältnissen den inneren Wirbelringen die beobachtete Bewegungsenergie liefern. Da in den Tropen die ablenkende Kraft der Erdrotation noch ziemlich gering ist, so kann sich diese Energie auf einen relativ kleinen Raum konzentrieren und die ungeheuren Windstärken daselbst erzeugen.[1])

Die energische Kondensation des Wasserdampfes im Innern des Wirbels spielt dabei wohl auch eine bedeutsame Rolle, indem sie eine rasche Abfuhr der Luftmassen befördert und dadurch eventuell auch die Wirbelenergie verstärken und die Druckdifferenz zwischen Zentrum und Rand, sowie auch die Wirkungssphäre des Wirbels selbst vergrössern kann.

Da hervorragende Meteorologen Schwierigkeiten darin gefunden haben, dass aus ursprünglich schwachen Luftbewegungen und Gradienten die grossen Windstärken des inneren Gebietes der Cyklonen entstehen können, so sollen den Erfahrungen entnommene Beispiele hier angeführt werden, welche die Hinfälligkeit dieser Einwendung nachweisen.

Ausgehend von den Erscheinungen, die beim Strömen von Wasserdämpfen durch konische verengte Röhren beobachtet werden, sagt Max Möller:

Wie in den Fällen von konisch konvergierendem Zufluss und divergierendem Abfluss das Phänomen einer Druckdepression durch eine minder grosse motorische Kraft erzeugt wird, so liegen die Verhältnisse ähnlich für den Wirbel. Wofern eine motorische Kraft p gegeben ist (ein kleiner Gradient wie in dem Beispiel, siehe Anmerkung 1), können sich Wirbel bilden, in deren Zentrum ein Überdruck gegenüber der Umgebung herrscht, welcher ein Mehrfaches von p sein kann. Es ist dies wohl zu beachten, wenn man nach den Ursachen der Depressionen forscht. Eine motorische Kraft ist dort gegeben, wo durch eine Verschiebung Luft in den Bereich anderer Gradienten gerät, derart, dass diese Luft nun befähigt wird, diesen Ort zu fliehen und ihn von Luft teilweise zu entblössen. Es gehört zu dem Entstehen einer Depression unter anderem das Vorhandensein verschiedener Gradienten in räumlich benachbarten Gebieten. Dabei ist die Tiefe der entstehenden Depression nur von dem Umstande abhängig, ob der Austritt der dem Zentrum zuströmenden Luft dauernd durch eine motorische Kraft begünstigt wird, welche gross genug ist, diejenigen Verluste an lebendiger Kraft zu ersetzen, welche durch Reibung, Massenmischung oder auf andere Weise herbeigeführt werden. Die gleiche motorische Kraft erzeugt über den Meeren, wo die Reibung geringer ist als über dem Lande, tiefere Depressionen und stärkere Winde als über dem Festlande.[2])

Ferner mag noch das folgende Beispiel nach Helmholtz über die Entstehung der Wirbelstürme hier Platz finden, obgleich es bekannt und öfter angeführt worden ist. Es zeigt aber auf das schlagendste, wie ein geringes Drehungsmoment, wie ein solches an der Stelle, wo die Cyklonen sich bilden, nach den Beobachtungen vorhanden ist, die heftigsten Wirbelbewegungen hervorbringen kann, ohne weiteres Hinzutreten äusserer oder innerer Kräfte, wenn nur der Abfluss in der Wirbelachse nicht gehemmt wird.

„Den Vorgang der Bildung von Wirbelstürmen kann man nach gewissen Beziehungen hin sehr gut in kleinerem Massstabe im Wasser nachahmen. Man nehme ein kreisrundes Gefäss, welches eine Öffnung im Boden hat, die zuerst durch einen Kork geschlossen wird. Durch Rühren mit der Hand setze man das Wasser in langsam rotierende Bewegung und ziehe den Kork aus. Nun beginnt das Wasser in der Mitte auszufliessen, es wird durch neues ersetzt, welches von der Peripherie her

---

[1]) Wenn wir die Backergunge-Cyklone als Beispiel benutzen, so können wir nach den Beobachtungen der Wirkungssphäre derselben am 31. Oktober ihr einen Halbmesser von 600 Seemeilen = 1100 km geben. Nach Eliot hatte der Wind schon in einem Abstande von 200 miles = 370 km eine orkanartige Stärke. Wir wollen das Maximum der Intensität in 180 km annehmen und die Windstärke v dort gleich 50 m setzen. Dann war hier die lebendige Kraft in einem Wirbelringe von einem Quadratmeter Querschnitt gleich $\frac{1}{2}m\,v^2 = \frac{1}{2} \,.\, 1.293\; 2\pi r \times 2500 = 1828 \times 10^6$ Kilogramm-Meter. Nehmen wir nun eine ursprüngliche Druckdifferenz von nur $2\frac{1}{2}$ mm auf jene Distanz von 920 km zwischen dem äusseren Rande des Wirbels und dem inneren Wirbelring an (Gradient also 0.3 mm), in welchem die Geschwindigkeit v erreicht wird. Unter dem Einflusse dieser Druckdifferenz setzt sich die Luftmasse $2 r \pi$ m gegen das Zentrum der Depression in Bewegung und fällt dabei $0.0025 \times 10515 = 26.3$ Meter. Die lebendige Kraft, die sie dabei erlangt, d. i. mgh, ist demnach 1927×10^6, reicht also hin, eine Windgeschwindigkeit von 51 m in dem Wirbelring von 180 km Halbmesser zu erklären. Die gleiche Steigerung der Geschwindigkeit findet statt in jeder Verengung eines Strombettes auch bei gleichmässigem Gefälle. Hann, Über die Entstehung der Cyklonen. Zeitschrift f. Met. B. XII. 1877. S. 311.

[2]) Die zur Erzeugung eines Wirbels erforderliche motorische Kraft. Met. Z. 1896. S. 19.

sich dem Zentrum nähert und dessen Rotationsbewegung in dem Masse, als dies geschieht, zunimmt. Nahe der Mitte wird die Zentrifugalkraft dieser heftig rotierenden Ringe so gross, dass der Wasserdruck nicht mehr im stande ist, eine weitere Verengerung derselben zu bewirken. Dann bildet sich durch die Wassermasse eine senkrechte, mit Luft gefüllte Röhre, die bis zur unteren Öffnung hinabreicht, nach oben hin sich trichterförmig erweitert und gewöhnlich schraubenförmig an ihrer Wand gestreift ist. Diese Röhre hat genau die Form, in der man Wasserhosen abzubilden pflegt. Wirft man einen Kork in die Röhre, der einerseits weiss, andererseits schwarz bemalt ist, so wirbelt er so schnell herum, dass die beiden Farben sich zu gleichmässigem Grau vermischen.

Auch im Wasser können wir also den Übergang aus einer ursprünglich langsamen Wirbelbewegung in eine ausserordentlich schnelle beobachten. Sobald der Wirbel sich ausgebildet hat, fliesst das Wasser nur noch langsam aus, weil der grösste Teil der Ausflussöffnung von der Luftröhre eingenommen ist. Es ist hauptsächlich nur das Wasser vom Boden des Gefässes, das ausfliesst, nachdem es daselbst durch Reibung seine Geschwindigkeit verloren hat. Dieselbe Spiralbewegung gegen das Zentrum hin haben die Wirbelstürme am Erdboden. Auch in diesen dürfen wir annehmen, dass es hauptsächlich die mächtige Zentrifugalkraft ist, die das Aufsteigen der warmen Luft verzögert. Erst in dem Masse, als die Rotationsbewegung sich durch Reibung am Erdboden vermindert, wird die Luft in die Höhe steigen können, oben weiter wirbelnd, dann aber ihre Kreise mit Nachlass der Rotation allmählich ausbreitend, in dem Masse, als neue Luft nachfolgt.

Wenn übrigens einmal ein solcher Wirbel ausgebildet ist, so kann er in Luft, wie in Wasser lange fortbestehen, auch wenn die Ursachen aufhören zu wirken, die ihn hervorgebracht haben; die Bewegung der Luftmassen wird durch das Beharrungsvermögen unterhalten, sie erlischt erst allmählich durch den Einfluss der Reibung. — Die neueren Untersuchungen über die Grösse der Luftreibung haben ergeben, dass im Innern ausgedehnter Luftmassen die Geschwindigkeitsabnahme durch die Reibung verschieden bewegter Luftschichten gegen einander eine äusserst langsame ist. Nur an den Widerständen des Bodens findet schnelle Abnahme statt." (Helmholtz, Wirbelstürme und Gewitter. Deutsche Rundschau II. Märzheft 1876. Abgedruckt in „Vorträge und Reden".)

Lehrreich ist bei diesem Vorgang besonders auch, wie durch das Hinzutreten eines anfänglich schwachen Rotationsmomentes die Verteilung der Energie in der Wassermasse eine so wesentlich andere wird, als ohne die Einführung derselben. So wie das Wasser im Gefässe durch die Öffnung unten abfliesst, so fliesst in einer Cyklone die Luft, durch die Kondensationswärme des Wasserdampfes unterstützt, aus dem zentralen Teile derselben nach oben hin ab. Die Analogie ist eine fast vollkommene.

Die tropischen atmosphärischen Wirbel unterscheiden sich durch folgende zwei Eigenschaften wesentlich von jenen der höheren Breiten.

1. Die Temperaturverteilung um das Wirbelzentrum ist eine symmetrische, die verschiedenen Sektoren haben gleiche Temperatur, die Asymmetrie der Isobaren in der Höhe stellt sich also nicht sogleich von selbst ein, wie bei den aussertropischen Wirbeln.

2. Die ablenkende Kraft der Erdrotation ist noch gering, die Luftmassen können sich deshalb dem Wirbelzentrum stark annähern, bis die gewöhnliche Fliehkraft zu kräftig auftritt (S. 576). Das Sturmfeld ist deshalb von beschränkterer Ausdehnung, der Wirbel selbst aber viel heftiger.

Die Folge davon ist, dass die tropischen Wirbelstürme ziemlich reguläre Wirbel sind und auf sie die Theorie eine richtigere, sinngemässere Anwendung findet, als auf die aussertropischen Wirbelstürme.

Die Entstehung der tropischen Wirbelstürme und die in denselben auftretenden Kraftäusserungen finden in den vorstehend mitgeteilten Beobachtungen und theoretischen Überlegungen eine vollkommen zureichende Erklärung.[1])

[1]) Die Annahme, dass bei den Wirbelbildungen ein nicht stabiles vertikales thermisches Gleichgewicht eine grössere Rolle oder gar die Hauptrolle spiele, findet in den Beobachtungen keine Stütze. Besonders tritt dies bei den aussertropischen atmosphärischen Wirbeln des Winterhalbjahres deutlich zu Tage, die ja vornehmlich zu Zeiten auftreten, wo das vertikale Temperaturgleichgewicht sehr stabil ist, was diese Wirbel durchaus nicht hindert, die weitesten Strecken über solche Gebiete zurückzulegen. Aber auch die Entstehung und Fortpflanzung der tropischen Wirbelstürme spricht dagegen. Wirbelstürme folgen sich ja gerne auf der gleichen Bahn, was entschieden dagegen spricht, da der erste Sturm den labilen Zustand schon ausgelöst haben muss. Die grossen Oktober- und November-Cyklonen der Bai von Bengalen z. B. treten gerade nach der Regenzeit ein, wo das vertikale Temperaturgleichgewicht am meisten stabil geworden ist. Dass die Wirbelstürme bei

ihrer Fortpflanzung die warmen Meere und warmen Meeresströmungen bevorzugen und aufsuchen, ist darin begründet, dass dadurch die aufsteigende Luftbewegung begünstigt wird, namentlich auch durch die reichlichere Kondensation von Wasserdampf, durch welche die Fortexistenz des Wirbels unterstützt wird. Man kann überhaupt nicht annehmen, dass über so weiten Gebieten, wie sie von den grossen Wirbeln durchzogen werden, ein thermisch labiler Gleichgewichtszustand besteht.

Die Wirbelstürme der Tropen sind zumeist Gebilde der unteren Schichten der Atmosphäre. Der aktive Wirbelkörper der tropischen Cyklonen scheint zu keiner grossen Höhe der Atmosphäre hinauf zu reichen, was daraus hervorgeht, dass dieselben beim Betreten des Landes fast immer rasch erlöschen, und dass ganz geringe Höhenzüge sie zur Auflösung bringen. Die Hemmung, welche die rotierende Bewegung der untersten Luftschichten erfährt, genügt demnach, den ganzen Wirbel rasch zum Stillstand zu bringen. Sie unterscheiden sich dadurch wesentlich von den Wirbelstürmen des Winters der aussertropischen Breiten. Wenn sie aber, wie die westindischen Cyklonen, höhere Breiten erreichen, gewinnen auch die tropischen Wirbel an vertikaler Mächtigkeit.[1]) Die Ursache liegt wohl darin, dass in den Tropen in Höhen von 3 km und weniger schon eine der unteren entgegengesetzte Luftströmung herrscht, der „Antipassat". In den höheren Breiten aber hat die ganze Atmosphäre eine ziemlich gleichförmige west-östliche Bewegung.

Die vertikale Temperaturverteilung in den tropischen Cyklonen ist unbekannt. Ob der Luftkörper derselben wärmer oder kälter ist, als die Umgebung, bleibt fraglich.

Blanford berechnet aus der Wärmeabnahme in der aufsteigenden gesättigt-feuchten Luft von 21—27° C. in grösseren Höhen einen Temperaturüberschuss von 3° C. gegen die Umgebung; in den unteren Schichten ist die Luft in den Cyklonen jedenfalls kälter als die der Umgebung. Auf die Erwärmung der in der Höhe im Umkreis einer herabsinkenden, von der Cyklone „ausgeworfenen" Luft hat Blanford keine Rücksicht genommen. Auf keinen Fall spielt die Temperatur bei der Entstehung und auch bei dem Fortschreiten der tropischen Cyklone eine wesentliche Rolle.

Das Fortschreiten der tropischen Cyklonen erfolgt, wie schon in der Beschreibung derselben eingehender erörtert worden ist, innerhalb der Tropen in der nördlichen Hemisphäre nach WNW etwa, in der südlichen nach WSW. Ausserhalb der Wendekreise biegen die Bahnen um nach ENE und ESE. Die Thatsache, dass alle Barometerminima die Tendenz zeigen, sich dem Pole zu nähern, hat Ferrel dadurch erklärt, dass bei Wirbeln von einigermassen erheblichem Durchmesser in dem dem Pole näheren Sektor derselben die Luftströmungen, der höheren Breite wegen, eine grössere Ablenkung erfahren, als jene auf der Äquatorseite des Wirbels. Der niedrigste Luftdruck, das Zentrum des Wirbels, wird dadurch stetig auf die Polarseite des Wirbels verschoben. Daraus resultiert die „Polartendenz" der Wirbel. Die wirkliche Fortpflanzung des Wirbels ist nun die Resultierende dieser Komponente und jener, welche aus der vorwiegenden Luftströmung in dem Gebiete, aus welchem der Wirbel seine Luftzufuhr erhält, sich ergiebt. In den Tropen haben demnach diese beiden Kräfte die Richtung N und W, der Wirbel geht darum nach NW (südliche Halbkugel S und W, Richtung SW), ausserhalb der Tropen sind diese Richtungen N und E, der Wirbel geht deshalb nach NE (auf der südlichen Halbkugel nach SE).

[1]) Auch die Höhe der Teifune kann keine grosse sein, sagt Knipping, da sie über den Gebirgen von Japan, deren Höhe man rund zu 2000 m annehmen kann, schnell zerfallen. Bigelow giebt den westindischen Hurricans eine Höhe von 8—10 km, den Cyklonen der Vereinigten Staaten aber nur 3—5 km, bei ersteren ist aber deren aussertropische Fortsetzung gemeint. (Am. Journ. of Science. 4. Ser. Vol VII. Dez. 1899.)

Man darf sich durchaus nicht vorstellen, dass wir in einem fortschreitenden Wirbel immer die gleiche Luftmasse vor uns haben, dass die wirbelnde Luftmasse durch die ruhende oder bewegte Luft der Umgebung als fremder Luftkorper, als Eindringling fortschreitet Dagegen sprechen die Beobachtungen und die Mechanik, erstere namentlich ganz entschieden in den aussertropischen Wirbeln Das Fortschreiten des Wirbels besteht darin, dass die Wirbelbewegung auf immer neue Luftmassen ubertragen, dass stets neue Luftmassen in die Wirbelbewegung hineingezogen werden Diese Luftmassen bringen ihre Eigenschaften, ihren fruheren Bewegungszustand, ihren Temperatur- und Feuchtigkeitsgehalt mit, und bestimmen dadurch auch die Richtung des Fortschreitens des Wirbels, die verschiedene Geschwindigkeit in den verschiedenen Sektoren desselben, wie schon S 544 gezeigt worden ist Jeder Wirbel muss sozusagen mit den Bewegungszustanden der Luftregionen rechnen, in deren Gebiet er eintritt [1])

Man kann aber die Bahnrichtung, namentlich auch die Umbiegung derselben, noch von einem anderen Gesichtspunkte aus betrachten und die Druckverteilung uber den Ozeanen als bestimmend dabei ansehen Die fortschreitenden Barometerminima lassen die Barometermaxima zu ihrer Rechten liegen Diese Erfahrung, die in dem Abschnitt „Zugstrassen“ ausfuhrlicher dargelegt werden wird, genugt auch, die Bahn der westindischen Cyklonen zu erklaren, welche das Barometermaximum, welches die Mitte des Atlantischen Ozeans in den subtropischen Breiten einnimmt, linksseitig umkreisen Die Achse dieses Maximums liegt im Fruhsommer unter 26°, im Spatsommer 30° nordl Br [2])

Da auch in den anderen Ozeanen die Parabelbahnen der Cyklonen eine analoge Beziehung zu den Gebieten hoheren Luftdruckes uber denselben aufweisen, so kann die obige Erklarung verallgemeinert werden

B. Über die Natur und Entstehung der Barometerminima und -Maxima der aussertropischen Breiten. Die nächste Ursache der von heftigeren Winden umkreisten Luftdruckminima ist von Ferrel und von Guldberg und Mohn in den Fliehkraften, die dabei auftreten, erkannt worden. Daneben giebt es allerdings noch ausgedehntere, seichte Barometerdepressionen uber jenen Teilen der Erdoberflache, deren Temperatur erheblich uber die der Umgebung hinausgeht, von denen deshalb in der Hohe die Luft abfliesst, wobei das Barometer an der Erdoberflache fällt. Die Luftbewegungen, die dabei eintreten und die S 412 erlautert wurden, sind dabei im allgemeinen zu wenig lebhaft, als dass die dabei auftretenden Fliehkrafte auf den Luftdruck erheblichen Einfluss nehmen könnten

Denken wir uns aber das S. 424 geschilderte System der Konvektionsströmungen sehr kraftig entwickelt und auf einen kleinen Teil der Erdoberflache beschrankt, so werden die Fliehkrafte den Luftdruck im Zentrum der hoher erwarmten Luftmasse so stark erniedrigen, dass ein wirklicher Luftwirbel entsteht, eine Cyklone (mit warmem Zentrum) Ist die aufsteigende Luft trocken, so kuhlt sie beim Auf-

---

[1]) Lehrreich sind in dieser Beziehung folgende Erscheinungen bei den Teifunen Ostasiens, die Doberck mitteilt „In einer Höhe vielleicht kleiner als 1 km hort die Richtung des Windes auf, nach einwärts gerichtet zu sein, nur auf der Rückseite (es ist die Zeit des S-Monsuns Ostasiens) bläst der Wind noch gegen das Zentrum. Es ist in der That der vorherrschende Wind in dieser Hohe, welcher den Teifun mit sich führt, denn spät im Herbst giebt es jedes Jahr einige Teifune, die sich gegen den NE-Monsun bewegen Aber man weiss, dass der NE-Monsun zu dieser Zeit sehr seicht ist und dass über ihm der SW-Wind weht Diese Teifune verschwinden dann oft plötzlich, offenbar wenn der NE-Monsun an Mächtigkeit und Intensität zunimmt.“

[2]) Köppen, Über die mechanischen Ursachen der Ortsveränderung der atmosphärischen Wirbel Met Z. XV 1880 S 41

steigen im inneren Teil des Wirbels so rasch ab, dass, wenn nicht eine lebhafte Erwärmung von unten erhalten bleibt, der Wirbel bald erlöschen muss, da der Abfluss der dem Wirbel zuströmenden Luft gehemmt und deshalb das Luftdruckminimum bald ausgefüllt sein würde. Ist die zuströmende Luft aber wasserdampfreich, so kann, wie früher erläutert worden ist, das Aufsteigen und der Abfluss der Luft oben durch die Kondensationswärme des Wasserdampfes derart begünstigt werden, dass die Wirbelbewegung fortdauern, gewissermassen stationär werden kann. Die vollständige Theorie solcher atmosphärischen Wirbel hat zuerst Ferrel gegeben, und einige Hauptsätze dieser Theorie sind auch oben S. 567 mitgeteilt worden. Man kann sich nun vorstellen, dass ein solcher über einer Erdstelle mit positiver Temperatur-Anomalie, ein infolge Überwärmung und hohen Dampfgehalt einer grösseren Luftmasse entstandener Wirbel fortschreitet, weil die Bewegungszustände in demselben wohl nie ganz symmetrische sein werden, und das Zentrum des Wirbels sich beständig gegen den Sektor mit den stärkeren Luftbewegungen verschieben muss, oder weil die Kondensation des Wasserdampfes in einem gewissen Sektor des Wirbels reichlicher vor sich geht, und damit auch das Aufsteigen der Luft in demselben am lebhaftesten stattfindet. Derart erhält man eine fortschreitende Cyklone, wie sie die täglichen Wetterkarten aufweisen. Die Annahme, dass die fortziehenden atmosphärischen Wirbel, auch jene der aussertropischen Zonen, auf diese Weise entstehen, ist unter dem Namen der „Konvektionstheorie der Cyklonen" bekannt geworden. Auf solche symmetrische Wirbel mit kreisförmigen Isobaren bezieht sich die Ferrelsche Theorie.

Das Wesen der „Konvektionstheorie" der Cyklonen bringt es mit sich, dass man den Luftkörper des Wirbels als wärmer annehmen muss, als die umgebende Luftmasse, der Luftkörper der Cyklone muss einen Auftrieb haben und denselben auch beim Fortschreiten beibehalten. Da man sich letzteres Erfordernis nicht leicht anders erklären kann, als durch die Kondensation des Wasserdampfes, durch die Niederschläge in der Umgebung des Wirbelzentrums, so fällt die Konvektionstheorie mit der „Kondensationstheorie" der Cyklonen im wesentlichen nahe zusammen.[1])

Es ist sehr wahrscheinlich, dass es auch derartige fortschreitende Barometerminima in der That giebt, wie sie der Konvektionstheorie entsprechen, und zwar hauptsächlich im Sommerhalbjahr und solche kleineren Umfangs. Die Voraussetzungen aber, welche deren längere Fortdauer ermöglichen, dürften nur selten erfüllt sein. Die Gesetze der Temperaturänderung in feuchten aufsteigenden, und in den daneben wieder trocken herabsinkenden Luftmassen müssen solchen Konvektionsströmungen bald ein Ende machen, indem die Temperatur in den ersteren rascher mit der Höhe abnimmt als in den letzteren, so dass der Luftkörper des Wirbels alsbald keinen Auftrieb mehr hat und die Wirbelbewegung erlöschen muss. Die S. 534—537 angeführten Beobachtungsergebnisse über die Wärmeabnahme mit der

---

[1]) Ferrel scheint in letzterer Zeit, da er die Konvektionstheorie der Cyklonen als gefährdet ansah, sich diesem Standpunkt sehr genähert zu haben, der aber mit seinen früheren Ansichten nicht im Einklange steht. In der Abhandlung: On cyclones, watersponts and Tornados (App. 10. Rep. Coast and Geod. Survey 1878. Washington 1880), S. 29, sagt Ferrel: Die Kondensation des Wasserdampfes spielt deshalb eine wichtige Rolle in den cyklonischen Störungen, sie ist aber keineswegs die erste oder auch nur eine hauptsächliche Ursache der Cyklonen. — Ferrel schliesst sich Loomis an, der in seinen späteren Arbeiten auf Grund weiteren Studiums der Wetterkarten die Kondensationstheorie verlassen hat und den Regenfall nicht mehr für wesentlich hält bei der Entstehung von Barometerdepressionen und auch nicht für deren fortschreitende Bewegung. Die Depressionen entstehen nach Ferrel durch cyklonische Bewegungen, die sich infolge von Temperaturstörungen einstellen, und diese müssen nach der Theorie stets bis zu einem gewissen Grade schon vorhanden sein, bevor die sekundären Erscheinungen, die sich aus der Kondensation des Wasserdampfes ergeben, platzgreifen können.

Höhe in den Barometerminimis und -Maximis stimmen ja damit vollkommen überein. Die Annahme aber, dass der Wirbel auf seiner Bahn überall einen labilen thermischen vertikalen Gleichgewichtszustand antrifft, ist so unwahrscheinlich, dass sie unstatthaft erscheinen muss. Die Beobachtungen sprechen auch dagegen.

Die grösseren Barometerminima und Cyklonen sind gerade in jener Jahreszeit am häufigsten, intensivsten und am meisten langlebig, in welcher die Wärmeabnahme mit der Höhe am langsamsten erfolgt und das vertikale Temperaturgleichgewicht sehr stabil ist (oft sogar Wärmezunahme nach oben). Auch die Niederschläge sind zu dieser Jahreszeit am wenigsten ergiebig, der Einfluss der Kondensationswärme deshalb am wenigsten einflussreich. In Höhen von 2—3 km, in welchen die grossen Luftdruckwirbel des Winters oft sicherlich ihren Sitz haben, da sie Gebirgsketten von dieser Höhe ohne wesentliche Abschwächung überschreiten, ist im Winter die Luft schon so dampfarm, dass die latente Wärme des Wasserdampfes zur Erhaltung ihrer Energie fast nichts mehr beitragen kann.

Es muss deshalb als höchst unwahrscheinlich bezeichnet werden, dass die grossen und langlebigen atmosphärischen Wirbel des Winterhalbjahres sowie auch jene des Sommerhalbjahres in der Mehrzahl als Cyklonen, die der Konvektionstheorie entsprechen, anzusehen sind. Einzelne Fälle mögen immerhin vorkommen.

Die Beobachtungen mit Drachen, die in so erfolgreicher Weise bis zu und über 3000 m auf dem Observatorium von L. Rotch durch Helm Clayton ausgeführt worden sind, haben z. B. drei Cyklonen und darauf folgende Anticyklonen zur Kenntnis gebracht, in denen die Temperaturverhältnisse den Anforderungen der Konvektionstheorie in der That entsprochen zu haben scheinen [1]).

Im allgemeinen aber haben die Beobachtungen auf Bergen (Hann), bei Ballonfahrten (Assmann und Berson) und Ballonaufstiegen (Teisserenc de Bort) in Europa ergeben, dass der Luftkörper der Cyklonen bis zu Höhen von jedenfalls 5—6 km kälter ist, als der der Anticyklonen (s. S. 537). Auch aus Amerika liegen von Pikes Peak und vom Mt. Washington damit übereinstimmende Beobachtungen vor. In Amerika folgen sich aber Cyklonen und Anticyklonen so rasch, dass letztere zumeist nur die Erscheinungen der kalten Rückseite von Cyklonen aufweisen können. Die Fälle mehr persistenter Anticyklonen, wie sie in Europa häufiger sind, werden aber in ihren Temperaturverhältnissen auch dort der allgemeinen Regel entsprechen [2]).

---

[1]) Blue Hill Met. Observ. Bull. Nr. 1. 1900. Helm Clayton, Studies of Cyclonic and Anticyclonic Phenomena with Kites. pag. 30. Table XII. Zwei Fälle im September 1898 und 1899 und einer im Februar 1899.

Höhe in m	0—1000	0—2000	0—3000	0—1000	0—2000	0—3000	0—1000	0—2000	0—3000
	Mittlere Temperatur			Abnahme d. Dampfdruckes, Dampfdruck an der Erdoberfläche = 1 gesetzt			Zunahme der Windgeschwindigk. (m p. Sek.)		
3 Cyklonen	13.3	11.9	9.8° C	0.65	0.53	0.42	8	10	14
3 Anticyklonen	8.2	5.9	4.3	0.54	0.07	0.15	2	4	—

Die relative wie die absolute Feuchtigkeit nimmt in den Anticyklonen mit der Höhe viel rascher ab, als in den Cyklonen. Die Differenz der ersteren beträgt in 1000 m 10 Proz., in 3000 m schon 41 Proz. (niedriger in der Anticyklone). — Die Windgeschwindigkeit ist an der Erdoberfläche in den Cyklonen um einige Meter pro Sekunde höher als in den Anticyklonen, und dieser Unterschied wächst dann noch mit der Höhe.

[2]) Den schon früher citierten Nachweisen der höheren Wärme der Barometermaxima auch in den Vereinigten Staaten nach den Beobachtungen auf Pikes Peak und Mt. Washington soll hier noch angeschlossen werden: Wm. R. Dewey, The cause of Anticyclonic Cold in Winter. Americ. Met. Journ. Vol. III. pag. 25. May 1886. — Es erscheint mir unwahrscheinlich, dass der Unterschied darin liegt, dass wir es in Europa zumeist mit schon erlöschenden Cyklonen zu thun haben. Erstlich kommen die Cyklonen in Frankreich, auf welche sich die Beobachtungen von Teisserenc de Bort beziehen, gerade vom Ozean her, und die Minima daselbst übertreffen die amerikanischen an Tiefe und an Mächtigkeit der Luftzirkulation. Zweitens scheinen die Cyklonen, auf welche die Beobachtungen vom Blue Hill aus sich beziehen, sowie die meisten amerikanischen Beobachtungen

Man muss demnach nach anderen Ursachen für die Mehrzahl der atmosphärischen Wirbel, namentlich der langlebigen grossen Wintercyklonen suchen, und es scheint uns kein Zweifel darüber zu bestehen, dass dieselben in Störungen der atmosphärischen Zirkulation zu suchen sind. Grössere Temperaturunterschiede in der Richtung der Breitekreise, wie sie namentlich im Winter in hohem Grade zwischen Kontinent und Ozean sich einstellen, ändern das obere meridionale Temperaturgefälle und damit den meridionalen Gradienten. Dadurch werden, je nachdem derselbe vermindert oder gesteigert wird, die rasch rotierenden Luftmassen des Polarwirbels entweder gestaut oder in ihrem Abfluss gegen den Pol hin beschleunigt. Die dadurch bedingten Druckänderungen pflanzen sich an die Erdoberfläche fort und erzeugen daselbst Barometermaxima und Barometerminima mit den sie begleitenden Luftzirkulationen. Die derart eingeleitete Störung schreitet dann mit der allgemeinen oberen Luftbewegung über die Erdoberfläche fort, wobei ihre Fortpflanzung nach Richtung und Geschwindigkeit von der daselbst präexistierenden Luftdruck- und Temperaturverteilung wesentlich beeinflusst wird. Die Energie dieser atmosphärischen Störungen findet ihr Äquivalent in der Abnahme der Rotationsgeschwindigkeit der oberen Luftzirkulation, der Polarwirbel leistet Arbeit auf Kosten seiner Rotationsgeschwindigkeit.

Da im Winterhalbjahr wegen des verstärkten Temperaturgefälles (das dann doppelt so gross als im Sommer ist) die Rotationsgeschwindigkeit des Polarwirbels am grössten ist und zugleich auch die Temperaturunterschiede im Sinne der Breitekreise, welche diese Rotation stören, und der Luft gestatten die Breitekreise zu verlassen, gegen den Pol oder Äquator hin abzufliessen, Druck vermindernd oder stauend zu wirken, so sind dann auch die Barometerminima und -Maxima am intensivsten und die Cyklonen am häufigsten. Aber nicht bloss die Temperaturdifferenzen zwischen Ost und West, auch Anomalien der vertikalen Temperaturverteilung können die atmosphärische Zirkulation zu Kraftäusserungen an der Erdoberfläche anregen, indem sie labile dynamische Gleichgewichtszustände schaffen und eine Massenmischung der unteren ruhenden und der oberen rasch bewegten Luftmassen veranlassen, welche die letzteren retardiert und ihnen dann gestattet, polwärts abzufliessen, was an der Erdoberfläche zur Bildung einer Barometerdepression Veranlassung giebt. Wenn wir das von Ferrel aufgestellte System der Luftzirkulation zwischen Pol und Äquator festhalten und damit auch die in den mittleren atmosphärischen Schichten erfolgende Rückströmung der Luft aus höheren Breiten, so werden dadurch zwischen diesen kälteren oberen und der wärmeren unteren aus niedrigen Breiten stammenden und polwärts fliessenden Luftmassen häufig labile Gleichgewichtszustände eintreten müssen, welche ein Eingreifen der oberen Zirkulation in die untere veranlasst, und damit Wirbelbildungen, denn alle lokalen Störungen der Luftbewegung müssen wegen der ablenkenden Kraft der Erdrotation in der Form atmosphärischer Wirbel auftreten. Es ist geradezu undenkbar, dass bei den Ungleichheiten der horizontalen Temperaturverteilung im Sinne der Breitekreise und den Verschiedenheiten der

(s. a. Bigelow), wenig mächtige Gebilde zu sein, Gebilde der unteren Luftschichten, mehr unseren Sommerstürmen entsprechend. „Alle Bedingungen, welche eine Oberflächen-Cyklone und -Anticyklone charakterisieren, Zirkulation der Winde an der Erdoberfläche, Wolken, Regenfall etc., überschreiten gewöhnlich nicht 3000 m. Oberhalb herrscht eine von jener an der Erdoberfläche ganz verschiedene Verteilung von Druck und Windzirkulation.“ (Helm Clayton.) Unsere Wintercyklonen affizieren dagegen noch ganz erheblich den Wolkenzug in der Cirrusregion in 7—10 km. Darin mag zum Teil manche Differenz der Anschauungen der europäischen und der amerikanischen Meteorologen über das Wesen der Cyklonen liegen. Die Amerikaner haben zumeist wenig mächtige Landcyklonen; die niedrige Breite (Nähe des subtropischen Maximums) kommt dabei auch in Betracht. Die Cyklonen von Nordwest- und Nordeuropa, die der mächtigen persistenten Cyklone über dem Nordatlantischen Ozean tributär sind, reichen dagegen, wie diese selbst, zu sehr grossen Höhen hinauf, wenigstens mit ihrer südlichen Hälfte.

Temperaturschichtung in vertikaler Richtung Storungen der atmospharischen Zirkulation zwischen den hoheren und niedrigeren Breiten ausbleiben, und diese Storungen zugeben, heisst auch die Mehrzahl der atmospharischen Wirbel und ihren Ursprung auf die grossen atmospharischen Storungen zuruckfuhren

Man kann dies, wenn man will, die dynamische Theorie der Cyklonen nennen.[1]) Die Ergebnisse der Ballonfahrten sprechen, wie namentlich kurzlich Hergesell gezeigt hat, fur diese Theorie Nach derselben ist die Temperaturverteilung in den aufsteigenden und abfliessenden Luftmassen durch deren Bewegungszustand bestimmt, und nicht umgekehrt, wie dies die Konvektionstheorie erfordern wurde Die Cyklonen und Anticyklonen sind nicht (direkt) aus Warmeenergie erzeugte Bewegungszustande, sondern umgekehrt ein Kreislauf, bei dem Warme aus Bewegungsenergie entsteht [2]) Die Quelle dieser Bewegungsenergie ist in den grossen Luftstromungen zu finden, welche durch den Temperaturunterschied zwischen Pol und Aquator und in zweiter Linie zwischen Kontinent und Ozean entstehen und deren Geschwindigkeit in den hoheren Schichten zu 20—40 m und daruber bestimmt worden ist Dass auch lokale Warmeenergie, aufgespeichert in uberwarmten Luftmassen und hohem Dampfgehalt derselben, in den Bewegungsprozess eingreift, darf naturlich nicht ubersehen werden Bei vielen kleineren Luftwirbeln, namentlich jenen des Sommerhalbjahres, wird dieselbe vielfach auch die Hauptrolle ubernehmen

Es soll also hier die Ansicht vertreten werden, dass es zwar atmospharische Storungen und damit Wirbelbildungen mannigfachen Ursprunges giebt, dass aber die Hauptursache derselben, namentlich aller grosseren und langlebigeren atmospharischen Wirbel, in den Storungen der grossen atmospharischen Zirkulation zu suchen sein durfte [3])

Was wir den Vorgangen auf der Erdoberflache selbst, also den Wetterkarten uber die Entstehung der Cyklonen entnehmen konnen, ist, dass diese Wirbel in grosseren Gebieten mehr gleichmassig verteilten und relativ niedrigen Luftdruckes entstehen, also in Gebieten geringer Luftbewegung, welche von zwei oder mehreren barometrischen Maximis begrenzt sind, oder dass sie am Rande eines schon vorhandenen grosseren Wirbels sich bilden, also innerhalb einer ausgebildeten Luftstromung Ersteres ist hauptsachlich der Fall in den niedrigen Breiten, wie vorhin schon nachgewiesen worden ist, das letztere vornehmlich in den hoheren Breiten Es sind also dynamische Ursachen als nachstes Moment bei ihrer Entstehung im Spiele, nicht thermische Wahrend die Teilminima, die auf der Ostseite der grosseren Wirbel entstehen, mehr ephemere Bildungen sind, die ofter unter dem Einflusse hoherer Tageswarme uber dem Lande entstehen und von Gewittern und Regengussen begleitet sind, wachsen die Teilminima auf der Sudseite oft zu selbststandigen Wirbeln aus, welche mit grosser Geschwindigkeit fortschreiten und sich kraftvoll entwickeln, wahrend die altere erzeugende Cyklone dabei sich abschwacht und auflost Diese sekundaren Depressionen stehen in einer ahnlichen Beziehung zu der grossen Cyklone, an deren Rande sie sich gebildet haben, wie diese selbst zu der cyklonalen Bewegung um die grosse Depression, welche den Nordatlantischen Ozean einnimmt (ebenso verhalt es sich wohl auch auf dem

---

1) Man vergl Moller, Met Z 1891 S 72, und Annalen der Hydrographie 1882 S 220 — Herrmann, Met Z 1893 S 1 etc

2) N Ekholm, Anwendung des Carnotschen Satzes auf die Kreislaufe in der Atmosphare Met Z XXVI 1891 S 366

3) Die „Konvektionstheorie" ist nicht im stande, die langere Fortdauer und die weite Fortpflanzung der Cyklonen zu erklären, sie konnte diesen Schein nur erwecken, so lange man die Cyklonen durch die Niederschläge erklaren zu konnen vermeinte Nachdem diese Ansicht von den Vertretern derselben selbst aufgegeben worden musste, hat auch die Konvektionstheorie als Erklarung der Mehrzahl der Cyklonen ihre letzte Stutze verloren

Helm Clayton, der diese Theorie in vollem Umfange aufrecht erhalten mochte, nennt die oben als dynamische Theorie der Cyklonen bezeichnete Annahme, die Theorie der getriebenen Cyklonen, indem er sie mit den Wirbeln, die in fliessendem Wasser treiben, identifiziert, was durchaus nicht zutrifft Der Einwand, dass wegen der grossen Ungleichheit der Geschwindigkeit der oberen und der unteren Luftstromungen diese Wirbel rasch aufbrechen oder sich auflosen müssten, sowie dass die Windgeschwindigkeiten auf der Ruckseite und Vorderseite der Cyklone in Widerspruch stehen mit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit derselben, trifft erstlich auch die Konvektionstheorie selbst und entfällt überdies, wenn man richtigere Anschauungen uber die Art der Fortpflanzung der Wirbel zugrunde legt, wie sie uns durch die Beobachtungen aufgedrangt werden

nördlichen Stillen Ozean) und deren Zentrum bei Island liegt. Sie umkreisen dabei die Gebiete niedrigen und hohen Luftdruckes in gleichem Sinne, wie die Winde selbst. Dabei hat, wie schon hervorgehoben, der Wirbel bei seinem Fortschreiten auf der nördlichen Halbkugel den höheren Luftdruck zu seiner Rechten, und die Richtung des Fortschreitens bildet mit der Richtung des grössten Gradienten, also auch mit der Richtung des stärksten Windes einen rechten Winkel. Wahrscheinlich stimmt die Fortpflanzung des Wirbels mit der Richtung des stärksten Windes in einiger Höhe über dem Erdboden überein, wo die Geschwindigkeit am grössten ist. Angenähert gilt der Satz, dass die Fortpflanzung des Wirbels meist nur um einige Striche von der Richtung des stärksten und ausgedehntesten Windes im Wirbel abweicht. Die Abweichung erfolgt auf der nördlichen Halbkugel etwas nach rechts, auf der südlichen nach links.[1]) (Köppen.)

Überall sehen wir mechanische Ursachen thätig, sowohl bei der Entstehung als bei der Fortbewegung der Wirbel. Die Konvektionstheorie wird also hierin von den Beobachtungen nicht unterstützt. Wohl einer der entscheidendsten Momente, welche die Konvektionstheorie für die grösste Mehrzahl der Cyklonen ganz ausschliesst, ergiebt sich aus den horizontalen und vertikalen Dimensionen der Cyklonen. Die horizontalen Durchmesser sind oft hundert- bis fünfhundertmal grösser, als die vertikalen, die Cyklonen stellen demnach so flache Scheiben vor, dass von einer „Schornsteinwirkung der warmen Luft in denselben" absolut keine Rede sein kann. Die Temperaturverteilung aussen und innen im Sinne der Konvektionstheorie kann bei der Entstehung und Fortbewegung dieser Gebilde keine wesentliche Rolle spielen, schon die horizontalen Dimensionen schliessen das völlig aus. Nur örtlich in sekundärer Beziehung auf kürzeren Strecken kann die Temperatur die Kreisläufe der Luft im Umfang der Cyklone beeinflussen.

Überdies fehlt bei den Cyklonen der höheren Breiten häufig die polare Hälfte ganz oder fast ganz, in grösserer Höhe regelmässig. Es ist nur eine Hälfte des Wirbels vorhanden.[2])

Man kommt überhaupt bei einer mehr kritischen Betrachtung der realen Verhältnisse bei den aussertropischen Stürmen zu dem Ergebnis, dass dieselben in der Regel zwar Luftwirbeln angehören, aber nicht mehr eigentlich Wirbelstürme genannt werden können, weil die Luftbewegung nur in einem Teile des Wirbels als Sturm auftritt.

Besonders auffallend tritt die Abweichung der wirklichen Verhältnisse der Luftbewegung von jenen nach der gewöhnlichen Vorstellung eines fortschreitenden Luftwirbels, bei den sehr rasch fortschreitenden Cyklonen zu Tage. Das Sturmzentrum oder Barometerminimum schreitet zuweilen mit einer Geschwindigkeit von 20—30 m pro Sekunde, also mit Sturmesgeschwindigkeit fort. Dabei erfolgt die gesamte Bewegung der Luft im Wirbel derart, als ob derselbe keine fortschreitende Bewegung hätte. Es tritt kein entsprechender Wind in der Bahnrichtung auf, kein Abflauen oder Umspringen desselben, auch die linke (nördliche) Seite hat starke Winde, eine Summierung der cyklonalen Bewegungen mit der fortschreitenden Bewegung ist also nicht vorhanden, die Barometerdepression pflanzt sich wie eine Welle fort. Die Bewegungen der Luftteilchen sind dabei von dem Bilde eines spiralförmigen Einströmens sehr verschieden. Auf der SW-Seite der Depression werden sich in diesen Fällen die Luftmassen in einer gewissen Entfernung vom Zentrum mit diesem parallel bewegen und es können dieselben Luftmassen den Wirbel hier fortwährend begleiten. Trotzdem schliessen sich auch unter diesen

---

[1]) Köppen hat es unternommen, die Luftdruck- und Temperaturverteilung in der Umgebung entstehender und vergehender barometrischer Minima zu untersuchen. Über die vorläufigen Gesichtspunkte, die dabei gewonnen worden sind, s. Met. Z. 1898. S. 161: Über Zufluss und Abfluss der Luft in Cyklonen und Anticyklonen.

[2]) Auf der nördlichen Hemisphäre kommen nördlich von 35° etwa fast nur Stürme aus SW bis NW vor. Dies hat Andrau zu der uns jetzt sonderbar genug erscheinenden Theorie Anlass gegeben, dass, indem die Ebene des Wirbels beim Fortschreiten in die höheren Breiten mit sich parallel bleibt, in letzeren nur mehr die südliche Hälfte des Wirbels die Erdoberfläche berührt. Prestel hat diese Theorie in Pet. Geogr. Mitteilungen, 1862, S. 397 einem grösseren Leserkreis vermittelt.

Verhältnissen die Winde dem barischen Windgesetz an, und es scheint kein Zeitunterschied zwischen der Bildung des Gradienten und der entsprechenden Windrichtung zu bestehen, wie es der Einfluss der Trägheit vermuten lassen könnte (Köppen).

Die Mechanik der atmosphärischen Wirbel der höheren Breiten ist demnach viel weniger einfach, als sie in den Lehrbüchern dargestellt wird, und wir stehen erst am Beginn eines wirklichen Verständnisses derselben.

Die Barometermaxima können ihrer Entstehung nach entweder thermischen oder dynamischen Ursprunges sein. Barometermaxima, Gebiete hohen Luftdruckes mit einem mehr oder minder zentralen Kern, stellen sich ziemlich regelmässig über Teilen der Erdoberfläche ein, welche kälter sind als die Umgebung. Da in kälterer Luft der Druck rascher mit der Höhe abnimmt als in wärmerer Luft, so fliesst diesen Kältezentren (an der Erdoberfläche) oben die Luft von allen Seiten zu, wodurch das Barometer unten steigen muss und ein Überdruck gegen die Umgebung sich einstellt, ein Barometermaximum oder eine Anticyklone. Auf diese Weise entstehen die Barometermaxima über den Kontinenten der höheren Breiten im Winter, namentlich wenn durch eine Schneedecke die Wärmeausstrahlung begünstigt wird. Man sieht, dass diese Barometermaxima teils thermischen, teils dynamischen Ursprunges sind. Die oben zufliessende und dann langsam niedersinkende Luft, welche den Ersatz für die unten abfliessenden Luftmassen leisten muss, erwärmt sich dynamisch beim Niedersinken und bringt die Erscheinung hervor, dass über den unteren kalten Luftschichten in der Höhe wärmere Luftschichten angetroffen werden, eine Wärmezunahme mit der Höhe sich einstellt, die wir schon eingehender behandelt haben. Der Luftkörper der persistenten Anticyklonen ist deshalb bis zu grossen Höhen hinauf relativ warm, wie die Beobachtungen auf Bergen bis zu 3—4 km und die Ballonfahrten bis zu 5—6 km jedenfalls ergeben haben. Die untere kalte Schicht ist oft wenig mächtig, meist findet man in 1—1½ km ein Maximum der Wärme, von da an nimmt die Temperatur mit der Höhe wieder ab.

Da herabsinkende Luft um 1° pro 100 m sich erwärmt, so hängt es von dem Wärmeverlust durch Wärmeausstrahlung während des Niedersinkens ab, wie hoch der Wärmeüberschuss im Luftkörper der Anticyklone gegen die Umgebung hinaufreicht. Bestimmend für den Wärmeverlust ist die Grösse des Stahlungskoeffizienten der Luft und die Geschwindigkeit des Herabsinkens der Luftmassen. Genauere Berechnungen darüber lassen sich kaum anstellen [1]).

Man wird nicht fehlgehen, wenn man behauptet, dass diese Barometermaxima zwar thermisch angeregt, aber nicht völlig thermisch bedingt sind, dass es nicht zumeist das grössere spezifische Gewicht der Luftsäule über dem Orte des Barometermaximums ist, welches den höheren Druck hervorbringt, sondern dass dasselbe ein Effekt des vertikalen Kreislaufes ist. Dabei meine ich nicht zumeist die Wirkung der vertikalen Komponente der Luftbewegung, sondern die Anhäufung von Luftmassen über dem Orte einer herabsinkenden Luftbewegung [2]).

Dass trotz der Erwärmung, die mit dem Herabsinken der Luft verbunden ist, das Herabsinken fortdauert, liegt in der einmal eingeleiteten Bewegung, welche

---

[1]) Wir verweisen auf die Abhandlung von Cleveland Abbe: Atmospheric Radiation of Heat and its Importance in Meteorology (American Met. Journ. Vol. VIII, pag. 537 und speziell pag. 547). Mit Maurers (und Traberts) Strahlungskoëffizienten ergiebt sich die Abkühlung einer Luftmasse durch Strahlung zu rund 3° pro Tag, so dass ein Herabsinken um 300 m pro Tag oder um 3½ mm pro Sekunde diesen Wärmeverlust gerade kompensieren würde. Mit F. Verys Strahlungskoëffizienten gerechnet, müsste die herabsinkende Bewegung ca. fünfmal grösser sein oder 1½ cm pro Sekunde betragen.

[2]) Da die unten abfliessende Luft eine viel grössere Reibung zu überwinden hat, als die oben zufliessende, so muss, um den Kreisprozess zu erhalten, unten ein Überdruck gegen die Umgebung bestehen.

infolge der Trockenheit und Diathermansie der herabsinkenden Luft den Wärmeverlust an der Erdoberfläche steigert, dort kalte schwere Luftmassen erzeugt, welche allseitig abfliessen und Luft von oben als Ersatz herbeiziehen.[1])

Barometermaxima, welche nur durch das spezifische Gewicht der Luftsäule bedingt werden, dürften relativ selten vorkommen, wohl nur in der Form rasch fortschreitender Kältewellen wie in Nordamerika, oder mehr oder weniger bandförmiger Streifen kalter Luft im Rücken der abziehenden Depressionen. Sowie ein solches Kältegebiet einige Zeit stationär wird, muss die kalte Luft zu fallen beginnen, unten ausfliessen und ein vertikaler Kreislauf sich einstellen, in dem die höheren Schichten erwärmt werden, wie in dem vorigen Falle. Nur rasch wandernde Barometermaxima werden einen anderen Typus liefern können.

Ein grosser Teil der Barometermaxima kann nur dynamisch bedingt sein, wie die warmen Barometermaxima des Sommerhalbjahres, zuweilen auch des Winterhalbjahres und manche Barometermaxima des Winters über den Ozeanen in höheren Breiten. Das langandauernde Barometermaximum über Mittel- und Westeuropa im September 1895 war von sehr hoher Temperatur begleitet, und, was besonders bezeichnend, die positive Temperaturanomalie nahm mit der Höhe zu und erreichte vielleicht in einer Höhe von $2^1/_2$—3 km ihr Maximum.[2])

Die grossen Höhen waren Tag und Nacht sehr warm, während in den Niederungen die längere Nacht schon durch Strahlungskälte die Temperatur erniedrigte, was die Persistenz des Barometermaximums verstärkt haben mag. Ähnlich trat das Barometermaximum vom September 1898 auf. Zu Greenwich trat das Jahresmaximum der Temperatur am 24. September ein (30·7°) und Berson konnte feststellen, dass die hohe Wärme bis gegen 6 km Höhe hinaufreichte. Auch die Hitzeperiode in Mitteleuropa um die Mitte August 1892 ist lehrreich, indem sich im Gebiete einer hohen positiven Temperaturanomalie Barometermaxima einstellten. Solche warme Barometermaxima, wie die des September 1895 und 1898, hätten rasch durch Barometerdepressionen aufgelöst werden müssen, wenn sie nicht dynamisch bedingt gewesen wären. Im Gegenteil aber wurden sie von den Depressionen gemieden. Lehrreiche Seitenstücke bilden die andauernden Barometermaxima im Nordwesten von Europa über dem warmen Nordatlantischen Ozean im Januar 1891, sowie im Januar 1896, wo der Luftdruck über dem warmen Meere sich bis zu 790 mm steigerte. Im Januar 1893 erhielt sich der hohe Druck im Nordwesten über dem Atlantischen Ozean, während über Mitteleuropa extreme Kälte herrschte, eine verbreitete Schneedecke bestand und gelegentlich heiteres Wetter mit starker Wärmeausstrahlung sich einstellte. Trotzdem blieb der hohe Druck über dem warmen Ozean. Solche Beispiele der Unabhängigkeit der Barometermaxima von der Temperaturverteilung nicht bloss an der Erdoberfläche, sondern bis zu grossen Höhen hinauf, liessen sich leicht vermehren. Die grossen Barometermaxima müssen demnach dynamisch bedingt sein, ähnlich, wie die Barometermaxima über den

---

[1]) Ein Kältezentrum an der Erdoberfläche könnte, nach der Theorie von Ferrel, eine Cyklone erzeugen, also eine Cyklone mit kaltem Zentrum. Dieselbe entsteht dadurch, dass die von allen Seiten der Gegend des Kältemaximums in der Höhe zuströmende Luft oben eine Cyklone entstehen lässt (s. S. 413, Fig. 36), welche, wenn sie sich kräftig ausbilden kann, auch an der Erdoberfläche den Luftdruck sinken macht. Es stehen aber der Bildung solcher Cyklonen so viele Hindernisse entgegen, namentlich die starke Erwärmung der Luft bei rascherem Herabsinken, dass sie in Wirklichkeit nur höchst selten an der Erdoberfläche auftreten dürften, dagegen können sie vielleicht in den höheren Schichten der Atmosphäre zuweilen vorkommen.

[2]) Auf dem S. Bernhard war der September 1895 um 4.2° zu warm (er war überhaupt der wärmste Sommermonat seit 1887, desgleichen auf dem Obir), auf dem Sonnblick um 2.6°. Es wäre sehr wünschenswert, dass dieses Barometermaximum zum Gegenstand einer eingehenden Untersuchung gemacht würde.

Ozeanen an der Grenze der Tropen. Sie bezeichnen die Stellen, wo die obere Luftzirkulation sich staut, wie dies durch eine Steigerung der Rotationsgeschwindigkeit derselben eintreten kann, wodurch die rotierenden Luftmassen aquatorwarts abgedrangt werden, was eine Anhaufung von Luft und damit eine Steigerung des Luftdruckes an der Erdoberflache zur Folge hat.[1])

Schliesslich soll noch die Anschauung von Ferrel kurz erwahnt werden, dass die Barometermaxima aus den Cyklonen abzuleiten seien. Um die (theoretischen) Cyklonen bildet sich im ausseren Umfang ein Ring hoheren Luftdruckes (Pericyklone), und wo solche Ringe zusammentreffen, oder ein praexistierendes Gebiet hoheren Druckes antreffen, stellt sich ein lokalisiertes Barometermaximum ein. Diese Anschauung hat nur mehr ein historisches theoretisches Interesse.[2])

Die Anschauungen uber die Natur der barometrischen Maxima und Minima in den Vereinigten Staaten, zu welchen Bigelow in seiner Diskussion der amerikanischen Wolkenbeobachtungen 1896/97 gelangt ist, konnen vielleicht am kurzesten durch folgende wenige Zitate aus seinem grossen Werke charakterisiert werden (Report Weather Bureau 1898/99. T. II).

Das Pradominierende in den lokalen Bewegungen der Atmosphare sind die Barometermaxima. — Die Temperaturgradienten in den unteren Niveaus erzeugen grosse horizontale Konvektionsstromungen. In diesen bilden sich namentlich im Niveau von 1½—3 km Wirbel, welche jenen in einem rasch fliessenden Strom vergleichbar sind. Dieser Mechanismus ist vollig geeignet, die beobachteten Erscheinungen hervorzubringen. Die hoheren Schichten werden davon nur wenig beeinflusst, ausgenommen einer Storung der reinen Stromlinien (im Cirrusniveau). Dieses Schema fuhrt die Aktion der Anticyklonen und Cyklonen fast ganz auf horizontale Stromungen zuruck. Die vertikalen Komponenten sind nur das notwendige Resultat der Wirbelbewegung. Die allgemeine Zirkulation bildet zuerst die „highs" (die Maxima) in absteigenden Wirbeln und diese dann die „lows" (die Minima) mit aufsteigender Zirkulation in forcierten Wirbeln. Die Ausstromungen derselben werden ziellos zerstort in der ostlichen Drift. Dies ist gerade der umgekehrte Vorgang von jenem, den Ferrel angenommen hat. — Die Hauptkraft, welche in die Cyklonen und Anticyklonen eingeht, wird evident hervorgebracht durch lange horizontale Stromungen, die aus grossen Entfernungen herkommen, und an besonderen Stellen in die kreisenden Bewegungen abgelenkt werden, die wir beobachten. — In den Vereinigten Staaten sind diese zwei Hauptstromungen eine vom Nordlichen Pacific, die andere vom Golf von Mexiko. Diese sind persistent und begegnen sich an den Abhangen der Rocky Mountains und verursachen einen grossen Prozentsatz der „highs" und „lows" in ihrer Umgebung. Der Verlauf der oberen Isobaren ist hauptsachlich die Ursache der ersteren Stromung, das Einstromen warmer Luft vom Golf auf den Kontinent jene der zweiten (als Ursache letzterer denkt Bigelow wohl an das subtropische Barometermaximum im Sudosten der Union). Diese Stromungen vermitteln den Austausch der Temperatur nahe der Erdoberflache. — Die Barometermaxima und -Minima in den Vereinigten Staaten sind nur untergeordnete Eigentumlichkeiten einer allgemeinen Luftzirkulation uber weiten Raumen. — Dabei ist zu beachten die geringe Machtigkeit des aktiven Luftstratums, welche im Mittel zu 3 miles (3—5 km) angenommen werden darf. Das Verhaltnis der vertikalen und horizontalen Durchmesser der „high" und „low" kann zu 3 : 1500, also zu 1 : 500, angenommen werden — eine Art sturmischer Brandung nahe der Erdoberflache einige hundert Meter tief, daruber ein Stratum von 3—4 km, in welchem grosse horizontale Stromungen zirkulieren (unterhalten durch die Temperaturgradienten zwischen Ozean und Land and Aquator und Pol), daruber endlich die allgemeine Ostwartsdrift, veranlasst durch den Temperaturgradienten der Hemisphare unter dem Einfluss der Erdrotation, mit einer jahrlichen Variation der Intensitat. Die von unten kommenden und die absteigenden Wirbel verringern durch Massenmischung die Geschwindigkeit dieser oberen Drift, die sonst viel grosser sein musste. Der Verlust an Energie entspricht der Arbeit, welche die Sturme zuweilen leisten. —

Die Konvektionstheorie im Sinne Ferrels ist unhaltbar. Erstlich ist die Analogie unserer Cyklonen mit dem grossen Polarwirbel nicht vorhanden, in welchem stets dieselbe Luftmasse zirkuliert im stationaren Zustande, was bei ersteren nicht der Fall, zweitens ist die Verteilung der Warmeenergie (die Temperaturverteilung um das Barometerminimum) nicht symmetrisch, wie Ferrel annimmt und die Konvektionstheorie es erfordert, im Gegenteil ist die Westseite sehr kalt, die Ostseite warm. Die dritte Schwierigkeit ergiebt sich aus der Frage, woher der stetige lokale Zufluss von Warmeenergie stammt, welche erforderlich ist, wenn die vertikale Konvektionsstromung in derselben

---

[1]) Schon Sir John Herschel hat in seinen Familiar Lectures (Weather) die Ursache der Anticyklonen in den oberen vom Aquator abfliessenden Luftstromungen gesehen. Auch von mehreren anderen Seiten ist schon die Analogie der grossen Barometermaxima der aussertropischen Breiten mit den Gurteln hohen Luftdruckes an der Grenze der Tropenzone hervorgehoben worden. Aber erst Moller hat fur diese Anschauungen die theoretische Basis geliefert und Ferrel hätte in derselben eine Ergänzung seiner Theorie des atmospharischen Kreislaufes sehen mussen, durch welche auch die jedenfalls zeitweilig eintretenden Storungen desselben in eine seinem System entsprechende Beziehung zu den beobachteten Witterungserscheinungen gebracht werden.

[2]) Vergl. z. B. Pockels, Met. Z. 1893. S. 9.

ihre Ursache haben sollte. Dieselbe könnte nur von den Niederschlägen geliefert werden. Nun giebt es manche tiefe, voll ausgebildete Stürme, die von der Küste des Pacific gegen die grossen Seen fortschreiten, ohne von nennenswerten Niederschlägen begleitet zu sein. Dies zeigt, dass der Niederschlag nicht notwendig ist zur Entstehung und zum Fortschreiten der Cyklone. Der Regenfall ist nur ein sekundäres Phänomen, eine Folge der vertikalen Komponente der Wirbelbewegung, als rein dynamische Eigenschaft derselben. Andererseits sind die über die Seen und gegen den Golf vorrückenden Barometermaxima oft von heftigen Niederschlägen begleitet, ohne dass es dabei deshalb zu einer cyklonischen Luftbewegung kommt.

Da diese Sätze von Bigelow aus sehr zahlreichen Wolkenbeobachtungen in verschiedenen Höhen abgeleitet sind, so wird jede künftige Theorie mit ihnen rechnen müssen, wenn sie gleich Einschränkungen und Berichtigungen erfahren dürften.

Fünftes Kapitel.

Gefolgerscheinungen der grossen atmosphärischen Störungen. Sekundäre Witterungs- und Wettertypen lokalen Ursprunges.

I. Isobarentypen und die denselben entsprechende Witterung.

Die Witterungsverhältnisse im Umfange einer grossen Barometerdepression oder Cyklone, sowie jene in der Umgebung und im Zentrum eines Barometermaximums sind schon früher allgemein behandelt worden. Aber zwischen und am Rande dieser grossen Windsysteme und Luftdruckgebilde giebt es sekundäre Bildungen, sekundäre Windsysteme und Isobarentypen, die für das Verständnis der Witterung nicht minder wichtig sind als die Cyklonen und Anticyklonen selbst, weil sie häufiger auftreten als diese letzteren in normaler Ausbildung, und meist mit ganz charakteristischen Witterungserscheinungen einhergehen.

R. Abercromby hat diese sekundären Erscheinungen in Form von fünf Isobarentypen zusammengefasst, so dass im ganzen 7 Grundformen von Isobaren zu unterscheiden sind, von denen jene der Cyklonen und Anticyklonen schon Gegenstand der Untersuchung gewesen sind.

Fig. 82.

Isobarentypen.

Die beistehende Fig. 82 bringt diese 7 Isobarentypen nach Abercromby zur Darstellung.[1])

Die wichtigsten der Nebentypen sind die Teilminima oder sekundären Depressionen und die V-förmigen Gebilde (Rinne, Trog) zwischen Gebieten höheren Luftdruckes. Dann kommen die keilförmigen Isobaren, die sich zwischen zwei Cyklonen zuweilen einstellen und ihr teilweiser Gegensatz, die Luftdrucksattel (gleich-

[1]) Hon. Ralph Abercromby: Weather. London 1887. pag. 25. Deutsch von J. M. Pernter. Freiburg 1894. S. 95 etc. Auf dieses Werk muss derjenige verwiesen werden, der sich spezieller mit den vielen Modifikationen der Witterungserscheinungen und mit deren Zurückführung auf ihre nächsten Ursachen vertraut machen will.

sam Passubergange zwischen den Kammen hohen Druckes) zwischen Hochdruckgebieten Endlich die geradlinig verlaufenden Isobaren [1])

1 Die Teilminima oder sekundaren Depressionen spielen eine sehr grosse Rolle Sie treten namentlich am sudostlichen und westlichen Rande der grossen Depressionen auf, die vom Atlantischen Ozean uber NW- und Nordeuropa hinziehen. Bemerkenswerter Weise ist die Nordseite oder linke Seite der grossen Depressionen frei von diesen parasitaren Bildungen.

Die Teilminima, die auf der SE-Seite der grossen Depressionen auftreten, erreichen selten grössere Bedeutung, sie sind aber in der wärmeren Jahreszeit haufig der Sitz von Gewittern, in den Vereinigten Staaten auch die Bildungsstatte der gefurchteten Tornados Die Teilminima aber, welche in Europa auf der SW- oder W-Seite der grossen Depression sich oft ganz unvermutet einstellen, bilden sich nicht selten rasch zu vollkommenen Wirbeln aus, welche schwere Sturme im Gefolge haben und sehr rasch fortschreiten Diese Neubildungen auf der SW-Seite uberwuchern zuweilen die grosse Cyklone, an deren Rand sie entstanden sind, sodass dieselbe an Bedeutung zurucktritt, ihre Bewegung verlangsamt und abnimmt. Die sekundären Depressionen ziehen gewohnlich parallel mit der grossen Depression fort, zuweilen umkreisen sie dieselbe auf deren rechter Seite Sie verhalten sich ahnlich zu ihr wie die wandernden grossen Depressionen des Atlantischen Ozeans zu der permanenten grossen Cyklone in der Gegend von Island Die sekundaren Depressionen, die auf den taglichen Wetterkarten meist nur in Form von oft ganz geringen Ausbuchtungen der Isobaren auf der SE- und Südseite der grossen Depressionen im Nordwesten oder Norden auftreten, sind namentlich fur die Witterung in Mitteleuropa von grosster Bedeutung, da Mitteleuropa fast stets auf der SE- oder Sudseite der grossen Depressionen liegen bleibt und nur selten von diesen selbst durchzogen wird Zuweilen vertiefen sich diese Ausbuchtungen, schliessen sich nach Norden ab und es entstehen dann vollständige sekundare Cyklonen, die mit der grossen Cyklone fortziehen Die sekundaren Depressionen bringen meist die grossten Regenmengen bei geringem Barometerfall und schwachem Winde Auf der ostlichen oder Vorderseite der fortschreitenden barometrischen Mulde herrschen sudwestliche Winde und Regen, der sich noch steigert, bis die Ruckseite derselben mit westlichen und nordwestlichen Winden kommt Die scharfen Gegensatze der Witterung aber wie in dem „Trogphanomen" der aussertropischen Cyklonen selbst fehlen, dagegen ist der Regenfall reichlicher und ruhiger.

Die Luftdruckverteilung der Teilminima und die davon abhangige Windzirkulation erstreckt sich meist nicht hoch hinauf, es ist ein wenig machtiges Randphanomen der grossen Depression, der obere Wolkenzug wird von demselben nicht beeinflusst.

2. Die V-Isobaren, oder zungenformigen Gebiete niedrigeren Luftdruckes zwischen zwei Hochdruckgebieten mit den zugehorigen Windsystemen spielen eine sehr grosse Rolle als Witterungsfaktoren Die Achse derselben liegt meist Nord-Sud, und die Spitze ist meist äquatorwarts gerichtet Der Wind ist auf der Vorderseite S bis SW, auf der Ruckseite N bis NW Auf der Vorderseite herrscht Wolkenbildung und Regen bei fallendem Barometer, nach Vorubergang des tiefsten Teiles der Rinne steigt das Barometer, der Wind springt nach NW um und der Himmel hellt sich auf Langs der Furche tiefsten Druckes treten Windstosse, Boen auf.

[1]) Koppen macht darauf aufmerksam, dass der Verlauf der Isobaren in obiger Figur auch die Luftdruckverteilung uber dem Nordatlantischen Ozean und in den angrenzenden Teilen von Nordamerika und Europa vom Aquator bis zum Polarkreis, wie sie am 27 Februar 1865 thatsächlich bestanden hat, darstellt

In den Witterungsverlauf des subtropischen Teiles von Australien und von Südamerika, deshalb wahrscheinlich auch von Südafrika, greifen die V-Depressionen besonders häufig ein. Nach den australischen Meteorologen wird das Wetter dort völlig beherrscht von einer fortwährenden Aufeinanderfolge von Anticyklonen, zwischen welche sich die V-Depressionen einschalten. Auf deren Vorderseite wehen heisse nördliche Winde, die dann rasch in südwestliche umspringen, mit grossem Temperaturwechsel, Gewitterstürmen und Regengüssen. In Australien sind diese auf der Rückseite der V-Depressionen eintretenden kalten böigen SW-Winde als „southerly bursters", in Argentinien als Pamperos bekannt. Nach Ellery sind wahre Cyklonen, kreisförmige Depressionsgebiete, in Australien selten und spielen deshalb fast keine Rolle im Witterungswechsel. Da hier die NW- und Nordwinde aus dem heissen Innern des Kontinentes kommen, die SW-Winde von dem kalten südlichen Ozean, sind die Temperaturwechsel besonders schroff, auf 40° und darüber kann in wenigen Stunden eine Temperatur von 15° und weniger folgen.[1]) Die Witterungsvorgänge in West- und Mitteleuropa beim Vorübergang einer V-Depression sind dem Wesen nach ähnlich, dem Grade nach aber viel weniger schroff. Das Wesen der Böen auf der Rückseite einer V-Depression wird noch eingehender beschrieben werden.

3. Die keilförmigen Isobaren mit den sie begleitenden Winden und Wetter sind gewissermassen das Gegenteil von den V-Depressionen; sie spielen eine viel geringere Rolle als Witterungsfaktoren, der Unterschied im Wetter auf der Vorderseite und Rückseite ist unbedeutender: auf der Vorderseite herrschen NW-Winde mit klarem Himmel, auf der Rückseite südliche Winde mit Regen, die Winde wie auch die Luftdruckunterschiede sind meist gering. Längs des Kammes der „Zunge" höheren Druckes zwischen zwei Niederdruckgebieten findet sich zuweilen schönes Wetter bei relativ niedrigem Barometerstand, was dann recht auffallend erscheint.

4. In der sattelförmigen Einsenkung des Luftdruckes zwischen zwei benachbarten Hochdruckgebieten ist der Luftdruck meist ziemlich gleichförmig verteilt, die Gradienten sind gering, die Winde schwach, das Wetter ist ruhig und mehr weniger trüb oder düster. Im Sommer sind die Luftdrucksättel der Sitz häufiger mehr lokaler Gewitter, die sich wiederholen, so lange diese Druckverteilung anhält. Dieselbe ist die beste Brutstätte sommerlicher Nachmittagsgewitter.

5. Geradlinige Isobaren. Diese erreichen eine besondere Bedeutung für die Witterung von Mitteleuropa, wenn sie von Nord nach Süd verlaufen und längere Zeit die Luftdruckverteilung sich wenig ändert. Der Charakter der Witterung hängt dann davon ab, ob der höhere Druck im Osten oder im Westen liegt. Ist ersteres der Fall (Hochdruck im Osten), so herrschen S- und SE-Winde mit hoher Temperatur im Westen, im Winter niedriger Temperatur im Osten, weil dann diese Winde aus dem durch Wärmeausstrahlung tief erkalteten Inneren einer Anticyklone kommen. Im Sommer ist umgekehrt dann der Osten wärmer als der Westen, da jetzt die Anticyklone warm ist und dazu die Wärme der heiteren südlichen Landwinde kommt. Die Südseite der Alpen und Südeuropa überhaupt kann dabei viel Regen haben, Sommer wie Winter, wenn der niedrige Druck im Westen nahe liegt; der Norden ist trocken.

Prägnanter noch ist der Witterungstypus über Europa bei ziemlich geradlinigen Isobaren von N nach Süd und hohem Luftdruck im Westen, welche Situation oft längere Zeit anhält.

[1]) R. Abercromby, Three Essays on Australian Weather. Sydney 1896.

Denn wird kühle oder selbst kalte und zugleich feuchte Luft in einem Strome von Norden her Mittel- und Südeuropa zugeführt, und diese Eigenschaften der nördlichen und nordwestlichen Winde treten um so entschiedener auf, je länger diese Druckverteilung anhält, je weiter vom Norden und je direkter von da sie über Mitteleuropa ankommt.

Dieser Witterungscharakter wird durch die Jahreszeiten modifiziert. Im Winter ist die kalte Witterung mit häufigen Schneefällen verbunden, indem hie und da kleinere Depressionen von NW her den gestreckten Isobaren entlang laufen, wobei sie den atlantischen oder westeuropäischen hohen Druck zu ihrer Rechten lassen, wie dies die Regel ist.

Tritt dieser Typus im Vorfrühling ein, z. B. im März, so bringt er nicht selten die Jahresminima der Temperatur auf den Hochstationen (Sonnblick, Pic du Midi) mit sich und verbreitet Kälte und Schneefälle weit nach Süden hinab. Kälteinvasionen von Norden her sind bei diesem Witterungstypus an den Nordküsten des Mittelmeeres und an den adriatischen Küsten im März nicht selten.

Im Sommer bleibt der Typus der kühlen nassen regnerischen Witterung erhalten, um so mehr, je weiter das Hochdruckgebiet im Westen liegt. Herrscht hoher Luftdruck über Westeuropa und den britischen Inseln, so kann daselbst das Wetter trocken und klar und deshalb warm sein, während weiter im Osten trübes kühles regnerisches Wetter herrscht, im Westen wird dann nicht selten über Dürre geklagt, im Osten, schon in Mitteleuropa, über Nässe. In den letzten Dezennien war diese Verteilung der Witterung, warmes trockenes Wetter in der Meeresnähe im Westen, nasses kühles im Osten auf dem Kontinent, im Sommer nicht selten. Die Nordseiten der mitteleuropäischen Gebirge, namentlich die Ostalpen, haben dann oft anhaltende Regengüsse, die zu Überschwemmungen Veranlassung geben, während auf der Südseite (der Leeseite der nördlichen und nordwestlichen Winde) der Zentralalpen trockenes klares warmes Wetter, ja selbst Dürre herrschen kann. Es ist dies auch jene Witterungssituation, welche dem Barometer als Wetterglas, in der leider noch zumeist verbreiteten Auslegung, auf der Nordseite der Alpen die grösste Schande macht. Es regnet fast fortwährend bei hohem, oft sehr hohem und konstantem Barometerstand. Bei den Überschwemmungen der Sommer 1880, 1890, 1893, 1897 und 1899 auf der Nordseite der Ostalpen war dies der Fall und bezeichnender Weise nimmt dann die Regenmenge nach Westen hin ab, die Nordschweiz wird nicht mehr davon berührt, und in Frankreich und England ist es trocken. Die lange Andauer dieser Situation, ziemlich gleichmässig hoher Luftdruck über Westeuropa, so dass die Isobaren nahezu nordsüdlich über Mitteleuropa verlaufen, rührt wohl daher, dass das permanente subtropische Barometermaximum bei den Azoren zuweilen nach NE hin bis über England hinauf sich ausbreitet.

Diese kurze Skizzierung der Witterungsverhältnisse bei den fünf sekundären Isobarentypen gilt im Detail natürlich zumeist nur für West- und Mitteleuropa, da die Lage zum Meer, orographische Verhältnisse (im Westen der Vereinigten Staaten z. B. der Abschluss gegen das Eindringen feuchter westlicher Winde durch die hohen Plateauländer und Gebirge) und andere Umstände auf den Charakter der Winde Einfluss nehmen. Die Windrichtungen bleiben aber die gleichen.

II. Besondere Arten der cyklonalen und anticyklonalen Winde in Gebirgsländern. Föhn (Scirocco) und Bora.

A. Der Föhn. So wie in dem Gebirge sehr kräftige aufsteigende Luftbewegungen vorkommen, so treten innerhalb und am Rande derselben auch besondere starke Fallwinde auf. Während die ersteren infolge der täglichen Erwärmung der Luft in den Thälern und an den Berghängen selbst entstehen, sind die letzteren von weiter abliegenden Ursachen abhängig, dem Eintreten stärkerer Luftdruckgradienten über dem Gebirgslande durch Vorübergang einer Barometerdepression oder Annäherung eines Barometermaximums.

1. Eigenschaften des Föhn. Ursprünglich war „Föhn" die volkstümliche Bezeichnung eines sehr warmen und trockenen Lokalwindes, der in den inneren Alpenthälern, im Vorarlberg, der Nordostschweiz, im Wallis, namentlich in der kälteren Jahreshälfte häufiger und mit besonders auffallenden Eigenschaften auftritt.[1] Indem berühmte Schweizer Geologen denselben mit dem Verschwinden der Eiszeit in den

[1] Der Name Föhn ist wahrscheinlich von einer räto-romanischen Umbildung des lateinischen favonius, in der Bedeutung eines warmen Windes, abzuleiten, eine Verdeutschung des räto-romanischen favougn, favoign etc. S. Billwiller, Met. Z. 1899. S. 204 etc.

Alpen in ursächliche Beziehung brachten, wurde dieser Lokalwind in weiten Kreisen bekannt und blieb längere Zeit Gegenstand besonderen Interesses und eines wissenschaftlichen Streites in Betreff seiner Herkunft. Nachdem man die lokale, durch das Gebirge selbst bedingte Entstehung dieses warmen trockenen Windes erkannt hatte, fand man, dass auch andere Gebirge solche warme trockene Winde haben, wie die Alpen, und bezeichnete mit Recht auch diese als Föhnwinde.

In den Ländern romanischer Zunge wendet man auf sie auch die Bezeichnug Scirocco an, was vielfach zu Missverständnissen Veranlassung gegeben hat, denn der wahre Scirocco der Mittelmeerländer ist zwar auch ein warmer, aber zugleich ein feuchter schwüler Wind: der feuchte warme SE der rechten vorderen Seite der Barometerdepressionen. In Innsbruck, auf der Südseite der Alpen, an der algerischen Küste, bei Biarritz etc. werden wahre Föhnwinde, d. i. trockene warme Winde vom Gebirge herab wehend, Scirocco genannt.

Das charakteristische der Föhnwinde ist, dass sie vom Gebirgskamm oder von einem Gebirgssattel herab wehen und dabei trocken und warm sind, auch wenn sie von schneebedeckten oder vergletscherten Höhen kommen. Sie folgen der Thalrichtung und haben deshalb nicht überall die gleiche Richtung. Auf der Nordseite der Alpen kommt der Föhn aus SE bis WSW, im oberen Wallis von E und NE, auf der Südseite der Alpen tritt er als warmer Nordwind auf. Im allgemeinen kann jede Windrichtung als Föhn auftreten, es kommt nur auf die Richtung des Gebirgszuges an, welcher denselben erzeugt.

In den Nordalpen liegt das Hauptgebiet des Föhn zwischen Genf und Salzburg, es lehnt sich unmittelbar an die Hauptkämme der Alpen an, und die Heftigkeit des Föhn und der Grad der Erwärmung und der Trockenheit, die er bringt, ist in den Thälern selbst am grössten. Seine stärkste Entwickelung erlangt der Föhn im vorarlbergischen Illthal bei Bludenz, in den Thälern des Rhein bis zum Bodensee, der Linth bis gegen Zürich, der Reuss mit der Engelberger Aa bis gegen Muri, der Aar bei und oberhalb Meiringen, der unteren Rhone bis zum Genfersee. In den oberen Teilen der Thäler des Rheins, der Linth, der Reuss, sowie im unteren Rhonethal steigert er sich zuweilen bis zum Orkan. Mit der Entfernung von der Hauptalpenkette nimmt er an Stärke ab und wird in dem grösseren Teile der schweizerischen Hochebene, im Jura etc. nur noch durch eine geringe Temperaturerhöhung und Abnahme der Feuchtigkeit wahrnehmbar.

Die Südseite der Alpen hat in manchen Thälern warme trockene NE-Winde, so namentlich das Bergell (auch der Comersee, Teile von Südtirol etc.), die aber nie so heftig auftreten wie der Südföhn der Nordalpen. Man hielt diese warmen Nordwinde früher für vom Gebirge abgelenkte Südwinde.

Die Haupteigenschaften des Föhn sind grosse Temperaturerhöhung, besonders im Winterhalbjahr, und erhebliche Abnahme der relativen Feuchtigkeit. In den Thälern, wo der Föhn am meisten heimisch ist, bringt er mitten im Winter sommerliche Temperaturen und ausserordentlich grosse Lufttrockenheit, z. B.:

Föhn in Bludenz.

Datum	Temperatur (C.-Grade)			Relative Feuchtigkeit (Proz.)			Windrichtg. und -Stärke (1—10)
	6h	2h	10h	6h	2h	10h	
1869 31. Januar	13·8	16·0	13·3	6	11	24	SE 5
— 1. Febr.	14·0	19·3	—	20	14	—	SE 5
1870 24. Novbr.	—	15·0	16·5	—	12	12	SE 4—5
— 25. „	17·3	22·0	—	13	10	—	SE 5

Föhn vom 1., 4. und 7. bis 9. Januar 1877 in der NE-Schweiz

Ort	Mittlere Temperatur			Mittlere relative Feuchtigkeit			Wind
	7h	1h	9h	7h	1h	9h	
Altdorf	13·8	15·8	13·0	31	29	42	S
Altstätten	15·1	16·0	14·0	25	29	35	SW

Also sommerliche Wärme mitten im Winter bei wüstenartiger Trockenheit der Luft.

Dabei ist aber diese Erwärmung auf die inneren Alpenthäler beschränkt, sie fehlt gleichzeitig oder ist nur unbedeutend im nördlichen Alpenvorland, namentlich aber auf der Südseite der Alpen, von wo ja die Wärme und Trockenheit herzukommen scheint. Die folgenden Daten charakterisieren die gleichzeitige Witterung auf der Südseite der Alpen, in einem Föhnthale, und auf der Nordseite der Alpen im Mittel von 20 Föhntagen des Winters.

Ort	Temperatur (C.-Grade)			Relative Feuchtigkeit			Witterung
	Morgen	Nachmitt.	Abend	Morgen	Nachmitt.	Abend	
Mailand	3·2	5·1	3·9	96	93	96	Regen an 16 Tgn. Wind var.
Bludenz	11·1	14·0	11·5	29	22	28	SE 5—8 Föhn
Stuttgart	3·4	8·8	5·0	84	72	81	Regen an 10 Tgn. Wind var.

Die Südseite der Alpen ist sogar kälter und feuchter als die Nordseite. Der Föhn macht sich nur in den Alpenthälern selbst bemerkbar.

Auch auf den Alpenpässen ist von der Wärme der Südwinde in den Thälern nichts zu bemerken. Z. B.

Witterung längs der Gotthardstrasse während des Föhn vom 31. Januar zum 1. Februar 1869

Ort	Bellinzona	S. Vittore	Airolo	St. Gotthard	Andermatt	Altdorf
Höhe in m	229	268	1172	2100	1448	454
Temperatur	3·0	2·5	0·9	—4·5	2·5	14·5
Feuchtigk. %	80	85	—	—	—	28
Witterung	N. Regen	S und SW	N und S	S 2—3	SW 2	S Föhn

In Andermatt ist die Temperatur ebenso hoch als in S. Vittore, obgleich ersteres 1200 m höher liegt, am St. Gotthard ist die Erwärmung gering, aber Altdorf ist um 19° wärmer als die Passhöhe und 12° wärmer als das viel tiefer auf der Südseite liegende S. Vittore, obgleich der Föhn von Süden kommt.

Diese Beobachtungsergebnisse erläutern nicht nur die Eigenschaften des Föhn, sie beweisen zugleich, dass dieselben erst in den Thälern selbst, beim Herabkommen des Windes aus der Höhe entstehen.

Während der Föhnperiode 1., 3. bis 10. Januar 1877 war die mittlere Abweichung der Temperatur vom Normale im Süden zu Lugano und Castasegna (Bergell) 4·3 (Erwärmung), auf dem St. Bernhard in 2478 m 3·7, etwas kleiner, in den Föhnthälern in Altdorf aber 11·4, in Altstätten (Rheinthal) 13·3, im Flachland der Schweiz wieder geringer, aber erheblicher als auf der Südseite, Zürich 6·9, Basel 8·0. Die Föhnwirkung erstreckt sich noch etwas auf das Alpenvorland hinaus [1]).

[1]) Die höchste Temperatur, die bisher in Wien aufgezeichnet wurde, 38·5° C. am 18. Juli 1841, trat ein bei heftigem Föhn in den Alpen (z. B. in Ischl). Littrow, L'Institut 9. Année No. 406.

Während der Herrschaft des Föhn ist, im Winter wenigstens, die tägliche Periode der Temperatur und der relativen Feuchtigkeit fast oder ganz unterdrückt. Das Maximum der Temperatur tritt nicht selten am Abend auf und recht häufig am Morgen des zweiten Föhntages.[1])

Der Föhn weht nicht stetig, sondern zumeist in Stössen, oft als Wirbelwind, und richtet dann nicht selten grosse Verheerungen in den Wäldern an.[2]) Er tritt gern abends oder nachts ein, oft wird er im Thale unten noch nicht gefühlt, wenn man sein Wehen in einiger Höhe deutlich merken kann. Die Dauer des Föhn ist oft ganz kurz, so dass er in den dreimaligen täglichen Beobachtungen gar nicht bemerkt wird, oft erstreckt sich aber auch seine Herrschaft über mehrere Tage.

Der Grad der Bewölkung bei Föhn ist recht verschieden, meist aber nur wenig vom Mittel abweichend. Cirro-Stratusdecken sind bei Föhn häufig; besonders auffallend ist die sog. „Föhnmauer", eine Wolkenwand längs des Gebirgskammes, von welchem der Föhn herabkommt, die unbeweglich dem Kamm auflagert oder sich zum Teil noch über denselben herabstürzt. Auf der Südseite jenseits des Kammes ist dann das Wetter trübe oder regnerisch. Auf der Nordseite ist der Himmel meist ziemlich heiter bis auf viel Cirrus oder Cirro-Stratus.[3])

2. Die Jahresperiode und die Häufigkeit der Föhnwinde auf der Nordseite der Alpen. Man zählt in den eigentlichen Föhngebieten 30 bis 45 Föhntage im Jahre, d. h. Tage, an denen der Föhn entschieden auftritt. Die meisten Föhntage hat der Herbst und der Winter; im Herbst tritt er in Graubünden geradezu als „Traubenkocher" auf und ermöglicht dort noch die Gewinnung vortrefflicher Weinsorten in Seehöhen über 600 m. Die mittlere Häufigkeit der Föhntage nach Jahreszeiten ist etwa folgende:

Mittlere Zahl der Föhntage.

	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
Schweiz (7 Jahre, Wettstein)	9·1	17·3	4·9	9·6	40·9
Bludenz (10 Jahre, Hann)	10·6	8·2	3·1	10·0	31·9
Innsbruck (25 Jahre, Pernter)	9·5	17·0	5·0	11·1	42·6

Da die Föhntage mehr als ein Zwölftel der Tage des Jahres ausmachen, haben sie einen entschiedenen Einfluss auf die mittlere Temperatur. Pernter berechnet, dass der Föhn die mittlere Temperatur von Innsbruck im Winter und Frühling um 0·8°, im Sommer kaum um 0·2°, im Herbst um 0·7°, im Jahresmittel um 0·6° erhöht, was einer Verschiebung um 1° Breite nach Süden entspricht.

3. Die Entstehung des Föhn. Die eine Zeit lang festgehaltene Ansicht, dass der Föhn aus der Sahara stammt, musste aufgegeben werden, sobald nachgewiesen worden war, dass auch Grönland seine Föhnwinde hat, die an Wärme (Temperaturerhöhung) und Trockenheit dem Alpenföhn nicht nachstehen und wie dieser im Winter über hohe schneebedeckte Bergketten herabkommen.[4]) Auch hätte man gleich

---

[1]) Über die Eigenschaften des Föhn sehe man die Abhandlung von J. M. Pernter: Über die Häufigkeit, die Dauer und die meteorologischen Eigenschaften des Föhn in Innsbruck. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. CIV. Mai 1895.

[2]) Ward, The storm of Oct. 15. 1885 at Partenkirchen. Quart. Journ. R. Met. Soc. XII. 1886. S. 55, und Erk, Über den Föhn vom 15./16. Oktober 1885. Met. Z. B. XXI. 1886. S. 24.

[3]) F. v. Kerner, Die Föhnmauer. Zeitschrift des Deutschen und Österreichischen Alpenvereins. 1892. Mit Abbildung.

[4]) Hann, Über den Ursprung des Föhn. Zeitschrift f. Met. B. I. 1866. S. 257.

bedenken können, dass im Winter, wo der Föhn am meisten temperaturerhöhend auftritt, die Sahara nicht warm, sondern relativ kalt ist, also nicht als Ursprungsstätte warmer Winde angesehen werden kann.

Nachdem dann die nähere Untersuchung der Art des Auftretens des Föhn unzweifelhaft ergeben hatte, dass die hohe Wärme und Trockenheit desselben erst bei seinem Herabkommen von den Gebirgskämmen entsteht, konnte der Ursprung dieser Eigenschaften nur in der dynamischen Erwärmung der Luft bei ihrem Herabsinken aus der Höhe gesucht werden. Die Trockenheit der Föhnluft ist dann eine notwendige Begleiterscheinung, weil die Luft in der Höhe nur einen geringen Wasserdampfgehalt haben kann und deshalb bei der hohen Temperatur unten relativ trocken erscheinen muss [1]). Sobald dies erkannt war, musste man weiter schliessen, dass auch die Südseite der Alpen gelegentlich trockene Nordwinde haben müsse, wie sich dies dann auch in der That aus den Beobachtungen daselbst nachweisen liess [2]). Ebenso wurden später Föhnwinde in allen Gebirgsländern der aussertropischen Breiten nachgewiesen, d. i. überall da, wo wandernde Barometermaxima und -Minima vorkommen.

Die Erwärmung, welche die Föhnwinde den Thälern bringen, rührt also davon her, dass die rasch aus der Höhe herabkommende Luft sich dynamisch um je 1° C. pro 100 m Herabsinken erwärmt. Die Erwärmung ist daher caeteris paribus um so grösser, aus je grösserer Höhe die Luft kommt, je höher der Gebirgswall ist, von dem das Herabsinken derselben stattfindet, und je langsamer die durchschnittliche Wärmeabnahme mit der Höhe ist.

Von letzterer hängt die Grösse der Temperatursteigerung, die Grösse der relativen Erwärmung ab. Wenn, wie im Sommer, die Temperaturabnahme 0.7° (nachmittags 0.8°) pro 100 m beträgt, gewinnt die herabsinkende Luft pro 100 m nur je 0.3° Wärmeüberschuss, dagegen im Winter bei einer Temperaturabnahme von 0·4° (sie beträgt oft nur 0.3 und weniger bei den Witterungseinflüssen, die dem Eintreten des Föhn vorausgehen) zweimal mehr, 0.6°. Kommt die Föhnluft von 2000 m herab, so erwärmt sie sich relativ im Sommer um 6°, im Winter um 12—14°. Deshalb und weil im Sommer die Veranlassung zur Entstehung des Föhn seltener und weniger stark wirkt, wird der Föhn im Sommer weniger fühlbar [3]).

Die Temperaturzunahme in der von den Alpenkämmen herabsinkenden Luft ergiebt sich nach den Beobachtungen in der Schweiz fast genau gleich dem theoretischen Wert, im Mittel mehrerer Fälle zu 0·97 pro 100 m. Auf der Luv-

---

[1]) Hann, Der Föhn in den österreichischen Alpen. Zeitschrift f. Met. B. II. 1867. S. 433, und Der Scirocco der Südalpen. Ebenda B. III. 1868. S. 561. Wenn z. B. die Luft auf dem St. Gotthard am 31. Januar und 1. Februar 1869 bei ihrer Temperatur von —4.5° C. vollkommen mit Wasserdampf gesättigt war, so hat sie pro Kubikmeter 3.5 Gramm Wasserdampf enthalten. Beim Hinabsinken bis Altdorf erwärmte sie sich auf 14.5°, wurde aber zugleich auf 0.86 cbm komprimiert. Der mögliche Wasserdampfgehalt ist dann 10.6, die relative Feuchtigkeit deshalb 33 Proz., die Luft ist relativ trocken.

[2]) H. Wild, Über Föhn und Eiszeit. Bern 1868, S. 30. Der Schweizer Föhn. Bern 1868. Hann, Der Scirocco der Südalpen. Spezielle Nachweise von Nordföhn.

[3]) Theoretisch ist die Wärmezunahme $dt/dh = 1/cJ$, wo c die spezifische Wärme der Luft, 0.238, J das mechanische Wärmeäquivalent. Nachweis s. im Anhang. Setzt man dt/dh den Beobachtungen entsprechend gleich 0.97, so wird J = 433, was von dem streng physikalisch ermittelten Wert kaum um 1½ Proz. abweicht. S. a. W. Trabert, Zur Theorie der Erwärmung herabsinkender Luft. Met. Z. XXVII. 1892. S. 141. Das mögliche Maximum der Erwärmung ist natürlich, wenn α die herrschende Wärmeabnahme mit der Höhe ist, $[(1/cJ) - \alpha]h$, wenn h die Höhe ist, aus welcher die Luft herabkommt. Ist diese Erwärmung erreicht, so bleibt bei Fortdauer des Föhn die Temperatur konstant. Der Autor macht auch einen Versuch, aus der Temperaturzunahme pro Minute die Geschwindigkeit des Herabsinkens der Luft zu berechnen.

seite oder auf der den Föhnthälern gegenüberliegenden Seite des Gebirges ist die Wärmeabnahme gleichzeitig nur 0·45° im Mittel oder weniger. Herrscht Südföhn, so gilt letzteres für die Südseite, herrscht Nordföhn, für die Nordseite. Auf der Föhnseite aber, mag sie die Nordseite oder die Südseite der Alpen sein, nimmt von den Alpenpässen zu den nächsten Thalsohlen hinab die Temperatur gleichzeitig um 0·97° zu.[1])

4. Ursache des Herabsinkens der Luft von den Gebirgskämmen. Die Beobachtungen ergeben, dass die Föhnwinde zumeist unter dem Einflusse einer in grösserer oder geringerer Nähe von einem Gebirgszuge vorüberziehenden Depression entstehen. Auf der Nordseite der Alpen erzeugen die im Westen und Nordwesten vorüberziehenden atlantischen Barometerdepressionen den Südföhn, Mittelmeerdepressionen auf deren Südseite den Nordföhn, in Grönland die Barometerminima der Davisstrasse und Baffinsbai den Ostföhn der Westküste von Grönland u. s. w.

Der Vorgang dabei ist folgender: Ein im Nordwesten von den Alpen vorüberziehendes Barometerminimum zieht zunächst die Luft über Frankreich und Mitteleuropa in den Sturmwirbel hinein und saugt dann auch gleichsam die Luft aus den Alpenthälern heraus. Infolge dessen stürzt die Luft von Alpenkämmen in die Thäler hinab, erwärmt sich dabei und bildet den Föhn. Der Gebirgswall, welcher einen horizontalen Zufluss der Luft gegen das Minimum unmöglich macht, nötigt die Luft, aus der Höhe herabzusinken und die geneigten Thalwände und Thalsohlen als Bett des Zuströmens zu benutzen. Natürlich werden dabei die Richtung der Thäler, deren Form und Verengungen eine grosse Rolle spielen, das Herabsinken der Luft steiler, heftiger machen, eine Vermischung mit anderer Luft hindern und dadurch die normale, dynamisch erzeugte Temperatur reiner zum Vorschein kommen lassen. Am Fusse einer glatten Mauer von gleicher Höhe würde man wohl nur hie und da warme Luftwellen von oben herab spüren.

Bei dem Föhn vom 23. September 1866 in der Schweiz, den L. Dufour in einer wichtigen Monographie beschrieben hat[2]), herrschte der SW-Wind schon am 21. September mit grosser Heftigkeit auf dem Plateau des Jura, ohne aber die Temperatur erheblich zu steigern. Erst am 22. September, als der Föhn auch in den Alpenthälern auftrat, stellte sich auch auf dem Jura eine hohe Temperatur ein. Natürlich, denn nicht früher als bis die Luft von den Alpenkämmen herab in die Bewegung einbezogen wurde, konnte die hohe Temperatur, die erst beim Herabsinken der Luft entsteht, sich fühlbar machen.

Es giebt übrigens zuweilen auch Föhnwinde in den Thälern, dann allerdings nur sporadisch, ohne dass im Alpenvorland ein lebhafterer Süd- oder SW-Wind bemerkt wird. Kleinere Druckdifferenzen oder Drucksteigerungen auf der Südseite der Alpen gegenüber der Nordseite bewirken ein lokales Herabfallen der Luft in den inneren Alpenthälern und damit Föhnwinde oder Föhnstösse in denselben, ohne dass das Alpenvorland davon affiziert wird. Dort bleibt oft die kalte Winterluft ruhig lagern, während in den Föhnthälern starke Erwärmung auftritt, die sich aber gar nicht gegen das Flachland ausbreitet.

Die folgenden Kärtchen zeigen die Verhältnisse der Temperatur und Luftdruckverteilung bei dem Föhn vom 13. Januar 1895 in der Schweiz nach Billwiller. Die Anregung zur Entstehung des Föhn gab eine tiefe Barometerdepression westlich von Island, die am 12., 13. und 14. dort ziemlich stationär blieb. Fig. 83. Der Alpenzug verhindert das freie Abfliessen der Luft gegen das Minimum hin, auf dessen Südseite erscheint sogar ein kleines Barometermaximum. Die Luft fliesst deshalb von dem Alpenkamm als Föhn herab in die inneren Alpenthäler. Nur dort entsteht hohe Wärme, 3—11°, über

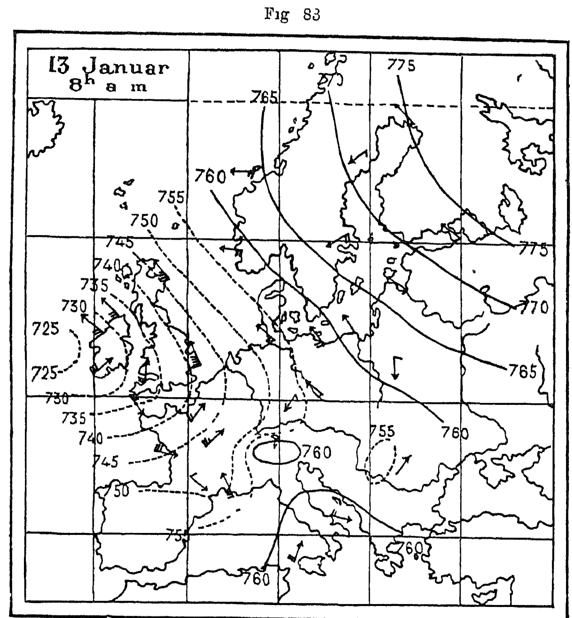
[1]) Hann, Zeitschrift f. Met. 1868. S. 573/574 und Föhn zu Bludenz. S. 14—16.

[2]) L. Dufour, Bull. de la Soc. Vaud. des scienc. nat. Vol IX. 1868.

dem Alpenvorland erhält sich, wie die schraffierte Fläche Fig 85 zeigt, ein Kältegebiet mit stagnierender Luft von —5 bis —8⁰ Auch auf der Südseite der Alpen selbst, am Comosee, Luganersee und Lago maggiore ist die Temperatur unter Null In den Föhnthälern aber, sowie über der NE-Schweiz, haben sich lokale Barometerminima eingestellt (Fig 84), welche Billwiller, der das Auftreten dieses Föhnwindes spezieller untersucht und illustriert hat[1]), der hohen lokalen Temperatur zuschreibt (also durch den Föhn selbst bedingt ansieht, nicht umgekehrt)

Man hatte früher angenommen, dass zur Entstehung von Föhnwinden ein die Alpen (oder überhaupt einen Gebirgskamm) überwehender heftiger S- oder SW-Wind nötig sei, der auf der Südseite in starken Niederschlägen seinen Wasserdampf kondensiert, daher nur langsam abkühlt und dann auf der Nordseite, für je 100 m 1⁰ Temperaturzunahme erfahrend, als sehr warmer Wind auftritt, die hohe Wärme daselbst somit auf die jenseits frei gewordene Dampfwärme zurückzuführen sei Solche Fälle kommen in der That vor, und die meisten langen Föhnperioden des Herbstes und Winters (namentlich jene in den Ostalpen) haben diesen Ursprung[2]): auf der Südseite der Alpen heftige Regen und Überschwemmungen, auf der Nordseite trockenes, warmes Föhnwetter mit ziemlich hellen Himmel Aber eine absolute Bedingung zur Entstehung des Föhn ist dies durchaus nicht, und gerade die typischen Föhnfälle kommen auf die früher dargestellte Weise zur Entstehung, der Impuls zum Herabsinken der Luft, zum Föhn, kommt von Nordwesten her und schreitet nach Süd fort Die Wärmeabnahme mit der Höhe ist im Winterhalbjahr fast stets und gerade bei der dem Föhn vorausgehenden ruhigen Witterung so langsam, dass ein blosses Herabsinken der Luft von der Höhe der Alpenkämme genügt, um derselben die Wärme und Trockenheit des Föhn zu verleihen [3]) Die ersten Föhnstösse kommen meist gar nicht von Süden her über den ganzen Alpenkamm herüber, sie sind einfach Luft aus der Höhe

Fig 83



Luftdruckverteilung über Europa am Morgen des 13 Januar 1895 Nach R Billwiller

Man erklärt sich leicht das Herabfliessen der Luft von den Alpenkämmen, wenn man die Druckunterschiede zwischen der Nord- und Südseite der Alpen beim Föhn berechnet Ich fand im Mittel von 7 ausgeprägten Föhntagen: Luftdruckdifferenz pro 111 km (Gradient) Basel-Altdorf = 2·3 mm, Altdorf-Lugano = 7 3

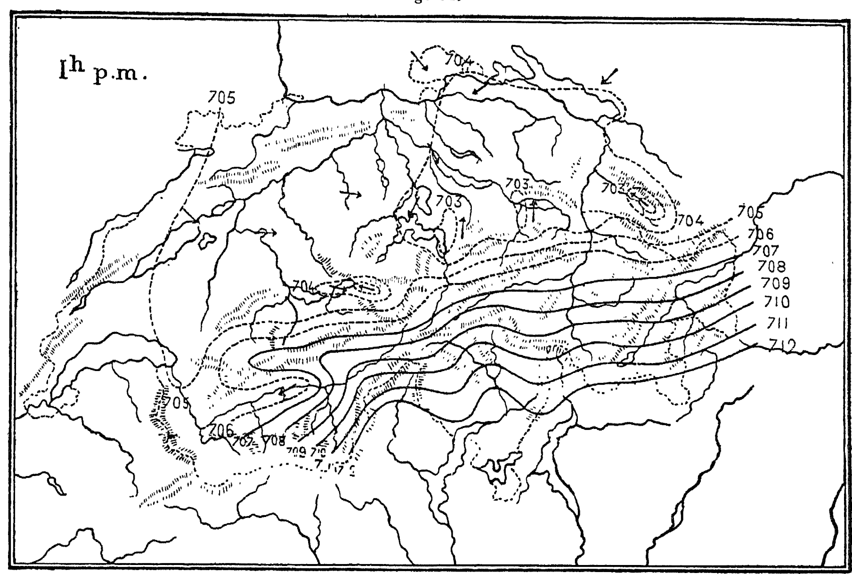
[1]) Billwiller, Met Z 1895 B XXX S 201 und Tafel V

[2]) Hann, Über den Föhn im Dezember 1872 in den Ostalpen Zeitschrift f Met B VIII S 10, 1884 S 516 — Über den Föhn und sein Auftreten in den Ostalpen Zeitschrift des Deutschen und Österreichischen Alpenvereins 1879

[3]) M s Billwiller, Zeitschrift f. Met 1878 S 319 Hann, Der Föhn in Bludenz Sitzungsberichte der Wiener Akad LXXXV März 1882

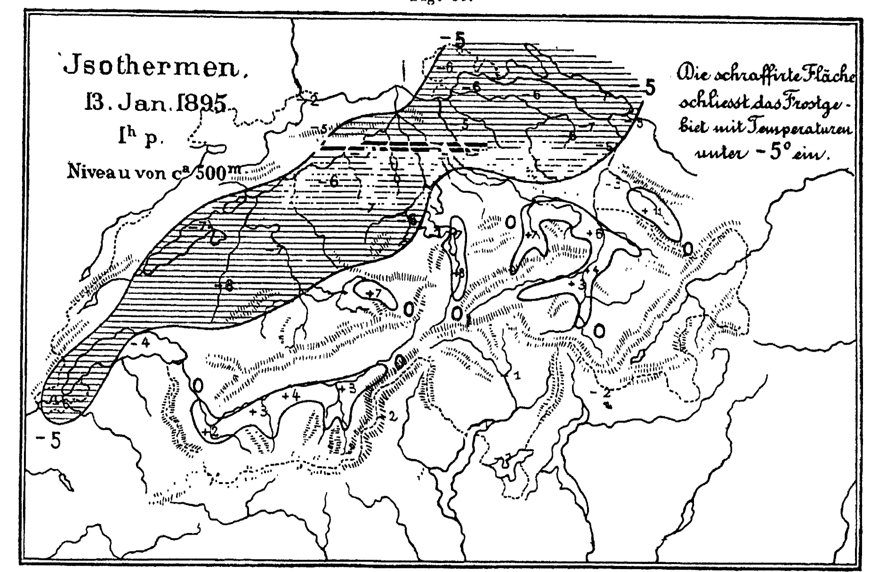
Dieser letztere Sturmgradient kommt aber wegen der Alpenwand nicht zur Wirkung. Im Niveau von 1780 m war der Gradient beim Föhn vom 31. Januar zum 1. Februar 1869 auch noch 3·9, in 280 m 3·1.

Fig. 84.



Luftdruckverteilung über der Schweiz am 13. Januar 1h p m im Niveau von 500 m. Nach R. Billwiller. Met. Z. 1895.

Fig. 85.



Der Nordföhn auf der Südseite der Alpen entsteht bei Depressionen über dem Mittelmeer. Je tiefer diese sind und je näher ihr Zentrum den Alpen liegt, um

so intensiver tritt der Nordföhn auf. Aber nicht immer sind barometrische Minima auf der Südseite die Ursache des Auftretens des Nordföhns. Lokaler Nordföhn stellt sich auch ein, wenn auf der Nordseite der Alpen von W oder NW her eine rasche Zunahme des Luftdruckes erfolgt, wie dies auf der Rückseite der ostwärts abziehenden Depressionen der Fall ist. Es tritt dann ein bedeutender von N nach S gerichteter Gradient ein und die Luft fliesst von Nord her in den Einschnitten des Alpenkammes, den Thälern folgend, nach Süden hinab, also nicht infolge einer Aspiration durch ein Minimum. Besonders oft tritt dies im Bergell ein, wo der flache Malojapass nur eine Art Wehr bildet, über welches der Luftstau nach Süden leicht abfliessen kann. Castasegna hat deshalb vom Dezember bis April nur eine mittlere relative Feuchtigkeit von 60 Proz. (selbst im Jahresmittel nur 65 gegen 75 zu Lugano) und ist bedeutend wärmer, als es seiner Höhenlage entspricht.[1])

Auf eine merkwürdige Erscheinung hat kürzlich Billwiller aufmerksam gemacht, d. i. auf ein gleichzeitiges Auftreten von Föhn in den nördlichen und südlichen Alpenthälern zugleich! Dies scheint zuweilen einzutreten, wenn die Zunahme des Luftdruckes beim Abziehen oder bei der Ausfüllung einer Barometerdepression über dem Alpenlande rasch erfolgt. Das Alpengebiet wird in solchen Fällen nicht selten rasch der Sitz eines Barometermaximums, und es scheint, dass dann die absteigende Bewegung der Luft, die sonst in der Nähe der Erdoberfläche nur sehr langsam erfolgen kann, infolge der Verengung der ihr gebotenen Wege in den Thälern eine raschere Bewegung annimmt, die zu schwachen Föhnwinden Veranlassung giebt. Wenn das Herabsinken der Luft über dem Alpenkamm erfolgt, haben die nördlichen und südlichen Alpenthäler gleichzeitig Föhn. „Solche Fälle“, sagt Billwiller, „sind nicht sehr selten. Sie werden aber, da die Luftbewegung dabei gewöhnlich nicht intensiv ist, leicht übersehen.“[2])

Eine dem Föhn analoge Erscheinung ist ja auch die hohe Wärme der Berggipfel und Berghänge im Winter, wenn ein Barometermaximum über dem Alpengebiet liegt. Darauf habe ich schon 1876 hingewiesen.[3]) Dieselbe entsteht durch das langsame Herabsinken der Luft im zentralen Gebiete eines Barometermaximums, wobei sich selbe dynamisch erwärmt, gerade so, wie in dem viel auffallenderen und leichter nachweisbaren Falle der eigentlichen Föhnwinde.

Auch die grosse Lufttrockenheit hat die in den Barometermaximis niedersinkende Luft mit dem Föhn gemein. Unter günstigen örtlichen Bedingungen kann dieses Herabsinken der Luft, das im allgemeinen unmerklich ist, in einer lebhafteren Weise, natürlich nur lokal, erfolgen und dann geradezu als Föhn erscheinen.[4])

Diese anticyklonalen Föhnwinde können, wenn ein sich näherndes Barometerminimum Einfluss gewinnt, dann allmählich in typische, durch Aspiration entstandene Föhnwinde übergehen. Die kalten schweren Luftmassen der Niederung bleiben dann noch eine Zeit lang ruhig daselbst liegen und werden nur allmählich von der durch die Wechselwirkung zwischen Anticyklone und Cyklone bedingten, in den oberen Regionen zuerst auftretenden Strömung erfasst. Die unter dem Regime der Anticyklonen zuerst nur lokal auftretende Föhnströmung an den Berghängen und in den Alpenthälern wird dann durch die aspirierende Wirkung des Barometerminimums verstärkt und breitet sich allmählich über das ganze nördliche Alpenvorland aus.

Es giebt demnach alle Übergänge von den stürmischen Föhnwinden mit Niederschlagen und Überschwemmungen auf der Südseite der Alpen bis zu der

---

1) Billwiller, Lokales Auftreten des Nordföhn. Zeitschrift f. Met. X. 1875. S. 341. — Met. Z. 1899. S. 208 etc.

2) Billwiller, Über verschiedene Entstehungsarten und Erscheinungsformen des Föhn. Met. Z. B. XXXIV. 1899. S. 204, namentlich S. 210/211.

3) Hann, Zeitschrift f. Met. B. XI. 1876. S. 129.

4) S. S. 136 und Billwiller, l. c. S. 212.

föhnigen, warmen und trockenen Luft, die sich im Zentrum der Barometermaxima unmerklich auf die Berghöhen herabsenkt. Die Entstehung der Wärme und die Trockenheit ist in allen Fällen die gleiche.

Unter welch mannigfaltigen Luftdruckverhältnissen der Föhn in Innsbruck eintreten kann, hat Pernter nachgewiesen und durch lehrreiche Isobarenkärtchen erläutert.

Pernter kommt zu dem Schlusse, dass der Föhn in Innsbruck bei den verschiedensten Luftdruckverteilungen über Europa auftritt, und findet es wahrscheinlich, dass zum Zustandekommen des Föhn die Bildung einer sekundären Depression im Alpenvorlande nötig ist.[1] F. Erk hat schon früher gezeigt, dass bei dem furchtbaren Föhnsturm in den bayerischen Alpen am 15. und 16. Oktober 1885 in der That ein sekundäres Barometerminimum dem Nordrande der Alpen entlang zog.[2] Dass heftige allgemeine Föhnstürme namentlich in dem östlichen Teile der Alpen durch Vorübergang sekundärer Depressionen entstehen, ist wahrscheinlich. Das stossweise Wehen, Aussetzen und Wiederausbrechen des Föhn spricht für den Vorübergang kleiner Depressionen am Alpenrand. Aber zum Zustandekommen des Föhn in den eigentlichen Föhnthälern, namentlich in dem westlichen Teile der Alpen, sind sie keineswegs nötig. Die lokalen Barometerminima, die bei Föhn in den Thälern selbst entstehen (siehe Karte Fig. 84), erklärt Billwiller wohl mit Recht als eine Wirkung des Föhn und nicht als dessen Ursache. Die mit warmer Föhnluft gefüllten Thalbecken erfahren naturgemäss eine Luftdruckabnahme. Eine Luftsäule von nur 600 m Höhe und 5° Temperaturüberschuss ergiebt schon einen Niederdruck von 1 mm gegen das kältere Alpenvorland.[3]

5. Föhnartige Winde in der Niederung aus einem Barometermaximum herauswehend. Ich habe in Wien mehrmals warme Westwinde mit allen Eigenschaften des Föhn beobachtet, die aus einem Barometermaximum mit kaltem Zentrum herauswehten.[4]

v. Bebber hat desgleichen auf derartige Erwärmungen in Norddeutschland aufmerksam gemacht bei Winden aus einem Barometermaximum mit kaltem Zentrum, und weitere Beispiele hat kürzlich Billwiller beigebracht. Diese warmen trockenen Winde können nur durch herabsteigende und sich dabei erwärmende Luftströmungen erklärt werden. Die höheren, meist relativ warmen Luftschichten eines Barometermaximums, die durch Reibung nicht zurückgehalten werden, folgen direkter und

[1] Pernter, Die allgemeine Luftdruckverteilung und die Gradienten bei Föhn. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. CV. Jan. 1896.

[2] F. Erk, Der Föhnsturm vom 15. und 16. Oktober 1885 und seine Wirkungen im bayrischen Gebirge. Met. Z. B. XXI. 1886. S. 24, mit Karte. Col. Ward, The storm of Oct. 15. 1885 at Partenkirchen. Quart. Journ. R. Met. Soc. XII. 1886. pag. 55.

Das sekundäre Barometerminimum am Nordrande der Alpen entstand unter dem Einflusse eines Barometerminimums im Golf von Lyon, das merkwürdigerweise quer durch Südfrankreich nach NW gegen den Atlantischen Ozean fortgeschritten zu sein scheint.

[3] Billwiller, Der Föhn vom 13. Januar 1895 am Nordfuss der Alpen und die Bildung einer Teildepression daselbst. Met. Z. 1895. S. 201. — Derselbe: Bildung barometrischer Teilminima durch Föhne. Met. Z. XXXVI. 1901. S. 1. Billwiller beschreibt hier Fälle, in welchen die Bildung der Teilminima nachweislich erst nach dem Auftreten des Föhn entstanden sind. Das Fortschreiten solcher durch den Föhn angeregter Teilminima längs des nördlichen Alpenrandes verstärkt dann natürlich auch den Föhn.

[4] S. z. B. Met. Z. XXIV. 1889. S. 19. Ein anderer Fall. Am 22. Oktober 1899 morgens zeigt die Wetterkarte das Barometermaximum im Norden und Westen von Wien. Die Temperatur ist rings um Wien — 1°, 2° und 3°; in Wien um 7 h 8° bei NNW_2 und Bewölkung 5, Feuchtigkeit 67 Proz., nachmittags 2 h p 13.3° bei NNE und 56 Proz. Feuchtigkeit. Aber auch im Sommer kommen solche Fälle vor, z. B. am 18. Juni 1893, wo ein heisser, stürmischer und trockener Westwind herrschte bei einem Barometermaximum von 770 mm über Südwestdeutschland.

rascher dem von einer Depression ausgehenden Impuls, sie wehen schief zur Erdoberflache herab und erwarmen sich dabei [1])

Die von Süring nachgewiesenen warmen Fallwinde am Rande oder vor dem Eintreffen einer Barometerdepression werden wohl auch hier am besten angereiht Süring fand, dass auf dem Eiffelturm eine Temperaturzunahme mit der Hohe oder doch eine starke Verringerung der Warmeabnahme mit der Hohe fast stets dann eintritt, wenn ein Barometerminimum im Herannahen begriffen ist oder im NW oder SW vorüberzieht und zwar zu allen Jahreszeiten [2]) Auch Möller fuhrt Wolkenbeobachtungen an, welche auf den fallenden Luftstrom hinweisen, wie derselbe sich jedesmal beim Herannahen einer Depression einzustellen pflegt [3])

Manche heisse Winde verdanken ihre hohe Temperatur ausser der Herkunft von einem erhitzten Lande auch zugleich einer dynamischen Erwarmung, wenn sie herabsteigende Winde sind, z B der Scirocco an der algerischen Kuste, an der Nordkuste von Sizilien etc [4])

Uber diese Erscheinungen und uber das Auftreten der Fohnwinde in verschiedenen Gebirgen der Nord- wie der Sudhemisphare muss ich auf mein Handbuch der Klimatologie verweisen (Bd I S 344) Hier mogen nur ihrer grossen klimatischen Bedeutung wegen noch die Fohnwinde auf der Ostseite des Felsengebirges namentlich angefuhrt werden, die im Westen der Vereinigten Staaten unter dem Namen der Chinook-Winde bekannt sind Es sind dies warme trockene Westwinde vom pazifischen Ozean her, die aber ihre Warme und Trockenheit auch erst auf der Leeseite des Gebirges erlangen

Einige Litteraturnachweise uber den Fohn, soweit solche nicht schon angefuhrt worden sind H W Dove, Uber Eiszeit, Fohn und Scirocco Berlin 1867 — Der Schweizer Fohn Berlin 1868 Zum Teil Entgegnung auf die Schriften von Wild, die schon zitiert worden sind Dove hielt daran fest, dass der Fohn ein feuchter Wind sei und aus dem Karaibischen Meere her stamme, d i der obere herabgestiegene Passat sei, der dort seinen Ursprung hatte und seinen Wasserreichtum aufgenommen hat — L Dufour, Recherches sur le foehn du 25 Septembre 1866 en Suisse Lausanne 1868 — Muhry, Uber den Fohnwind Zeitschrift f Met 1867 S 385 und 1868 S 363 — Hebert, Etude sur les grands mouvements de l'atmosphere et sur le foehn et le Scirocco Atlas Mét de France Tome VIII 1876 S daruber Billwiller, Zeitschrift f Met B XIII 1878 S 317 — H Wettstein, Uber den Fohn Verhandlungen der Schweizerisch naturf Gesellschaft Schaffhausen 1873 S 169 — G Berndt, Der Alpenfohn in seinem Einfluss auf Natur und Menschenleben Pet Geogr Mitteilungen Erganzungsheft 83 Gotha 1886 — Derselbe Der Fohn Gottingen 1886 — Hoffmeyer, Le Foehn du Groenland Dän Geogr Gesellschaft und Zeitschrift f Met XIII S 64, wo auch der arktische Fohn nach Nares beschrieben wird — A Paulsen, Die milden Winde im gronlandischen Winter Met Z XXIV 1889 S 241 — Hann, Uber den Fohn in Ostgronland Met Z 1889 S 378, auch in theoretischer Beziehung zu beachten — Hann, Bemerkungen zur Entwickelungsgeschichte der Ansichten uber den Ursprung des Fohn Deutsche Met Z II 1885 S 393 Die Nachweise uber das Vorkommen von Fohnwinden an verschiedenen Orten mussen hier ubergangen werden

B Die Bora und der Mistral. Die Bora ist ein kalter, anticyklonaler Fallwind, der an Steilkusten vorkommt, mit denen ein kaltes Hinterland gegen ein warmes Meer abfallt Am bekanntesten ist die Bora der istrischen und dalmatinischen Kusten, zu Triest, Fiume und Zengg, wo sie als NE und ENE auftritt Weniger bekannt, aber nicht minder heftig ist die Bora in Noworossisk, einem russischen Hafen an der NE-Kuste des Schwarzen Meeres Die topographischen Verhaltnisse dieser Kuste sind jenen der Ostkuste der Adria sehr ahnlich. Ein kahles Kustengebirge (hier mit 5—600 m Kammhohe) schliesst ein im Winter sehr kaltes Hinterland vom warmen Meere ab.

Der Charakter der Bora ist uberall derselbe und ist von Lorenz und Wrangell vortrefflich beschrieben worden [5])

---

[1]) v Bebber, Met Z B XXII 1887 S 310 Billwiller, ebenda 1899 S 204

[2]) Süring, Met Z XXVII 1892 S 471 und Bemerkungen dazu S 474

[3]) M Möller, Met Z 1892 S 413

[4]) S Handbuch der Klimatologie I S 349 etc Man s auch Koppen, Über den Khamsin im Golf von Tadjura zu Obok Annalen der Hydrographie Aug 1895, und A v Danckelman, Über die merkwürdigen heissen Ostwinde an der westafrikanischen Kuste zu Port Nolloth und Walfischbai Met Z 1895 S 21.

[5]) J v Lorenz, Physikalische Verhältnisse des Quarnero Wien 1863 S 57 etc , und Lehrbuch der Klimatologie Wien 1874 S 413 etc — Baron F Wrangell, Die Ursachen der Bora in Noworossisk Wild, Rep f Met B V Nr 4 Petersburg 1876

Die Bora weht an der Küste selbst und im Littorale in den heftigsten Stössen (an der Adria refoli genannt), macht sich aber nicht weit auf das Meer hinaus fühlbar, auch hinter dem Gebirgskamm ist sie wenig zu spüren. Ihrem Auftreten geht Wolkenbildung über den Höhen voraus, von denen sie später herabstürzt. Die Wolken haften an den Kämmen während des Wütens der Bora, nur einzelne Wölkchen lösen sich zuweilen ab und folgen dem Winde, lösen sich aber bald wieder auf. Die Bora ist kalt und trocken, zuweilen bringt sie aber auch Regen, wenn sie schon mit dem oberen Scirocco kämpft. An der Adria sinkt bei Bora die Temperatur selten unter den Gefrierpunkt, zu Noworossisk aber, wo das Hinterland viel kälter und die Temperaturerhöhung beim Falle geringer ist, bringt sie auch scharfe Frosttemperaturen, und das von ihr aufgepeitschte Meerwasser überzieht alles mit dicken Eiskrusten, welche die Schiffe im Hafen fast zum Sinken bringen können. Mazelle hat in Triest die Stärke der einzelnen Borastösse aus den Aufzeichnungen der Anemometer zu bestimmen gesucht, und (nicht bei der stärksten Bora) 50—60 m pro Sekunde gefunden.[1]) Die Borastösse zerstäuben die von ihr erzeugten Wellenkämme, so dass über dem Meere sich ein eigentümlicher Nebel bildet (Fumarea), eine Wasserstaubwolke.[2])

Die Bora hat eine ausgesprochene tägliche Periode. Auf Lesina tritt das Maximum der Stärke derselben um 7—8^h vormittags ein, jenes der Häufigkeit um 6—7^h vormittags, das Minimum um Mitternacht; am seltensten ist sie um 2^h nachmittags. Zu Triest hat die Bora um 9—10^h vormittags ihr Maximum, um Mitternacht ihr Minimum. Die Bora ist demnach am häufigsten und stärksten zur Zeit, wo der Temperaturunterschied zwischen dem kalten Hinterlande und dem Meere am grössten ist.

Die Bora tritt ein, wenn über dem Hinterland der Küste der Luftdruck rasch steigt, ein Barometermaximum sich einstellt und derart ein grosses Druckgefälle gegen das warme Meer hin sich ausbildet, über welchem die Tendenz zu einem Barometerminimum bestehen bleibt. Zwischen der Adria und deren nördlichem und östlichem Hinterland besteht im Winter auch durchschnittlich ein grosser Druckunterschied, der auch an deren Ostküste die vorwiegenden NE-Winde bedingt (siehe das Kärtchen auf S. 172). Es bedarf nur einer geringen Steigerung dieses Druckgefälles, um heftige Fallwinde zu erzeugen. Eine solche stellt sich aber nicht selten in hohem Grade ein, wenn der Druck über dem Innenlande rasch zunimmt oder ein Barometerminimum von Westen oder Südwesten herannaht. Es tritt dann häufig der Fall ein, dass die südliche Ostküste der Adria stürmischen, warmen, feuchten Scirocco hat, während an der nördlichen Küste die trockene, kalte Bora herrscht. Unter solchen Umständen fällt dann auch Regen oder Schnee bei Bora, während dieselbe sonst als anticyklonaler Wind heiter und trocken ist.[3])

Unstreitig ist es der grosse Temperaturgegensatz zwischen dem hohen kalten Innenlande und der Luft über dem warmen Meere, welcher die Heftigkeit der Borastösse bedingt.

---

[1]) Mazelle, Met. Z. XXVIII. 1893. S. 97. Die mittlere stündliche Windgeschwindigkeit war bei dieser Bora im Maximum nur 31 m pro Sekunde, bei der Bora am 24. November 1895 erreichte dieselbe 37.5 m.

[2]) Bucchich, Zeitschrift f. Met. B. I. S. 231. Zindler, ebenda B. IV. S. 504. In dem Bericht über den Bora-Orkan zu Noworossisk 3. bis 9. Januar 1893 wird gleichfalls der Wasserstaub erwähnt, der trotz heiterem Himmel verhinderte, die andere Seite der Bucht, ja selbst die am gegenüberliegenden Ufer ankernden Schiffe zu sehen. Die Temperatur sank bei dieser Bora auf —14.6° (8. Januar 7 h a) von 14.8° am 2. Januar (1 h p). Rep. f. Met. XVI. Nr. 2. 1893.

[3]) Einen mit Bora begleiteten Vorstoss hohen Luftdruckes nach Süden hinab zeigen die folgenden Beobachtungen, welche die Eigenschaften der Bora erläutern:

Man hat Schwierigkeiten gefunden die niedrige Temperatur der Bora mit der Natur eines Fallwindes zu vereinigen, da ja ein solcher als warmer Wind, als Föhn auftreten sollte. Die Bora erwärmt sich in der That auch beim Herabstürzen auf das Meer, ihre Temperatur ist aber auf dem Plateau oder Gebirgskamm so niedrig, dass sie unten trotzdem noch als kalter Wind ankommt. Wenn die Temperaturabnahme mit der Höhe zwischen der Küste und dem Plateau 1° pro 100 m übersteigt, muss der an sich kalte Nordwind auch unten kalt ankommen. So ist z. B. die mittlere Temperatur des *Januar* (1894—1898) auf dem Plateaurand des Karstes bei Triest in 350 m (Opcina und Basovizza) 1.7°, die Temperatur im Meeresniveau aber (Barcola und Servola) 5.0, die mittlere Wärmeabnahme beträgt demnach nahezu 1° pro 100 m. Bei dem heftigen Borasturm am 10. und 11. Januar 1896 war die Temperatur oben (346 m) — 4.1°, unten (in 40 m) — 0.2, die Wärmezunahme der Bora beim Hinabstürzen auf das Meer betrug also 1.1° pro 100 m und dennoch brachte sie eine *negative* Temperaturabweichung von 5.2°. Die Bora bleibt also trotz ihrer normalen Erwärmung beim Hinabstürzen auf das Meer ein kalter Wind.[1])

Von grossem Interesse sind in dieser Beziehung die stürmischen N-Winde zu *Tragoss* in Obersteiermark am Südfuss des Hochschwab. Sie sind im Winter warm und treten als Föhn auf, im Sommer sind sie kalt und stellen eine Art Bora vor. Ihrer Entstehung nach stehen sie der Bora am nächsten, da sie unter gleichen Luftdruckverhältnissen auftreten, zumeist bei rascher Drucksteigerung im Norden, zuweilen auch bei Luftdruckabnahme im Süden. Der 800 m hochgelegene Thalzirkus ist im Winter sehr kalt, die dynamische Erwärmung der vom Hochschwabplateau herabstürzenden ursprünglich kalten Luft genügt dann, dass letztere unten als Föhnwind verspürt wird. Im Sommer aber erwärmt sich das Thal stark und der Fallwind kommt dann unten kühler an als die dort herrschende Lufttemperatur. Namentlich die Mittagstemperatur des Sommers wird an den Föhntagen erniedrigt und die tägliche Amplitude fast unterdrückt.[2]) Dazu kommt wohl noch, dass der NW im Winter im allgemeinen an sich ein warmer Wind, im Sommer dagegen ein kühler und selbst kalter Wind ist.[3])

An den Küstenstrecken, wo die Gebirge weniger als 4—700 m hoch sind und mehr als 2—5 km von der Küste abstehen, tritt die Bora nur schwach auf. Dies

Ort	Temperatur 7 h	Temperatur 2 h	Temperatur 9 h	Relative Feuchtigkeit 7 h	Relative Feuchtigkeit 2 h	Relative Feuchtigkeit 9 h	Bewölkung (0—10) Mittel	Windrichtung und -Stärke Mittel	Regensumme
				17. Januar 1885					
Triest	4.8	6.0	4.6	71	65	68	9	NE 4—6	0.2
Lesina	10.6	10.3	12.2	85	81	70	10 Reg.	ESE 5—6	13.7
				18. Januar 1885					
Triest	4.2	6.1	3.4	65	57	65	4	NE 8	—
Lesina	13.0	13.7	9.1	51	49	42	4	ESE 3 ENE 3—4	—
				19. Januar 1885					
Triest	0.4	1.2	—2.5	71	72	74	0	NE 4—5	—
Lesina	5.0	1.7	—1.2	31	32	57	1	ENE 6	—

Am 17. Januar herrscht in Lesina noch der schwüle Scirocco mit Regen, während Triest schon Bora hat. Am 18. abends hat die Bora sich auch schon in Lesina eingestellt, als trockener kalter Wind mit heiterem Himmel. Voraus geht aber noch ein föhnartig warmer trockener E-Wind beim Zurückdrehen des Windes über E nach NE. — Die mittlere Temperatur im Winter bei stürmischer Bora und stürmischem Scirocco ist zu Lesina

	Temperatur 7 h	Temperatur 2 h	Temperatur 9 h	Mittel		Temperatur 7 h	Temperatur 2 h	Temperatur 9 h	Mittel
Bora	4.8	6.7	4.4	5.3	Scirocco	11.0	12.4	12.0	11.8

[1]) Bei der oben erwähnten furchtbaren Bora vom 21. und 25. November 1895 war die mittlere Temperatur am Plateaurand (346 m) — 0.4°, die mittlere relative Feuchtigkeit 82 Proz. bei NE 8—9. In Barcola bei Triest (15 m) war die Temperatur 3.8°, die relative Feuchtigkeit 55 Proz. bei NE 7—10. (Da die Temperatur zu Triest-Stadt zu hoch ist, habe ich dafür Barcola und Servola genommen.) Nun ist die mittlere Temperatur von Barcola Ende November etwa 10°, die Bora brachte deshalb eine Temperaturabweichung von — 6.2°, war kalt, und doch ein echter, erwärmter trockener Fallwind. — S. auch H. *Meyer*, Über Fallwinde „Das Wetter" 1887. S. 241 etc.

[2]) Näheres darüber s. R. *Klein*, Der Nordföhn zu Tragoss. Zeitschrift d. Deutschen u. Österreichischen Alpenvereins. 1900. S. 61.

[3]) Im Mittel von 60 „Föhntagen" war die Temperatur um 5 und 6 h morgens 3.4°, um 2 und 3 h nachmittags 5.6°, Amplitude 2.2°, Mittel 4.3°, relative Feuchtigkeit 63 Proz. Dagegen liefern 120 gleichfalls über das ganze Jahr gleichmässig verteilte ganz föhnlose Tage eine Temperatur von 1.8° um 5 h a m, von 12.4° um 2 h p m, Amplitude 10.6°, Mittel 6.4°, relative Feuchtigkeit 80 Proz. Der Föhn von Tragoss tritt also *im Durchschnitt* mehr als Bora auf.

gilt für die istrische Küste von Capodistria bis Pola, dann für die dalmatinische Küste südlich von Zara.

Das Auftreten der Bora auf dem Karst selbst hat Ferd. Seydl beschrieben und vortrefflich erläutert (Met. Z. 1891. S. 232).

Der Mistral der Provence und der französischen Mittelmeerküste bis Perpignan hinab ist ähnlicher Natur und ähnlichen Ursprunges wie die Bora. Die Temperatur und Luftdruckverteilung kommt jener an der Ostküste der Adria ziemlich gleich. Der warme Golf von Lyon mit seinem ständigen Barometerminimum im Winterhalbjahr hat als Hintergrund das kalte Zentralplateau von Frankreich, das häufig der Sitz von Barometermaximis und Kältezentren ist. Der NW-Sturm, der sich von den Cevennen auf die Niederungen und das Gestade des warmen Mittelmeeres herabstürzt, hat alle Eigenschaften der Bora, auch das stossweise Wehen. Dass er überhaupt dort ein „endemischer" Wind ist, rührt daher, dass die Temperatur- und Luftdruckdifferenzen, denen er seinen Ursprung verdankt, im Winterhalbjahr persistente sind. Ein Barometerminimum über dem Golf oder rasches Steigen des Barometers nach Schneefall auf dem Plateau von Mittelfrankreich verstärkt ihn zum wütenden Sturm, der nicht stelten Wagen der Mittelmeerbahn umgestürzt hat.

Wenn die Mittelmeerküste Frankreichs unter dem Einfluss einer Barometerdepression Mistral hat, so haben meist gleichzeitig Italien und Dalmatien Scirocco, und der Temperaturgegensatz ist dann auffallend gross.[1])

III. Die Zugstrassen der barometrischen Minima ausserhalb der Tropen.

Trägt man die Bahnen der barometrischen Minima auf Karten ein, so bemerkt man bald, dass die Barometerdepressionen nicht alle Gebiete gleichmässig durchziehen, sondern mit Vorliebe gewisse Richtungen einschlagen, über bestimmten Gegenden sich fortpflanzen. Man kann also jene Richtungen, die nahe zusammenfallen, am häufigsten vertreten sind, aus dem sonst ziemlich konfusen Bilde der Gesamtheit der Bahnrichtungen herausheben, und erhält so die Hauptbahnen der barometrischen Minima oder die sogenannten Zugstrassen derselben.[2])

Die folgende Fig. 86 zeigt nach van Bebber in einfachster Form die hauptsächlichsten Zugstrassen der barometrischen Minima über Europa.[3])

---

[1]) Z. B. 21. Dezember 1886. Barometerminimum über Oberitalien 750 mm, Toulon —1°, Perpignan 3°, Sturm aus NW. Rom, Neapel 15°, Pola, Triest 15—16°, Scirocco. Schneestürme in Nord- und Westdeutschland. — Über den Mistral s. Dersch, Zeitschrift f. Met. 1881. S. 52. — Sonrel, Annuaire de la Soc. Mét. de France. XV. 1867. pag. 45.

[2]) Zuerst von Köppen aus den Wetterkarten 1873—1878 der Deutschen Seewarte für Europa abgeleitet 1878. Wissenschaftliche Ergebnisse aus den monatlichen Übersichten der Witterung. I u. II. Später hat Bebber die Zugstrassen neu bestimmt aus den Jahren 1876—1880 und ihnen jene Bezeichnungen beigelegt, die sich jetzt eingebürgert haben. Typische Witterungserscheinungen. Archiv der Deutschen Seewarte. V. 1882. IX. 1886. Zugstrassen der Barometerminima nach den Bahnenkarten der Deutschen Seewarte 1875—1890. Met. Z. B. XXV. 1891. S. 361 etc., mit Tafel für die einzelnen Monate.

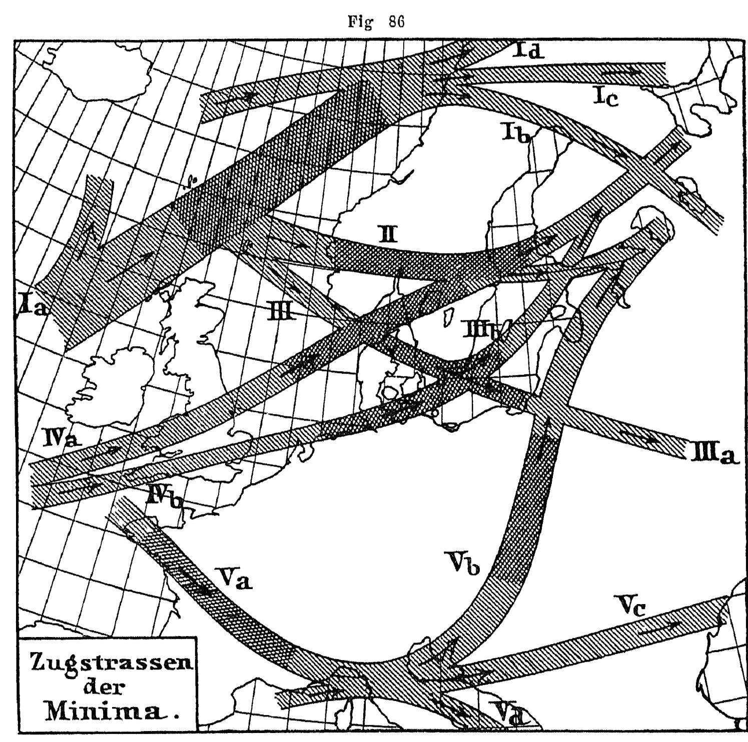
Köppen hat auch ein zusammenfassendes Bild der Häufigkeit und der Zugstrassen der Barometerminima über den Vereinigten Staaten, dem Atlantischen Ozean und Europa entworfen (Mitteilungen der Geographischen Gesellschaft in Hamburg. 1880), welches in meinen Atlas der Meteorologie, Gotha 1887, Blatt X, übergegangen ist, ebenso in Bartholomews Atlas der Meteorologie. Blatt 28. Edinburgh 1899. Die Karten 28 u. 29 dieses Atlas enthalten die vollständigste Darstellung der mittleren Sturmbahnen, welche bisher geleistet worden ist.

Die bezüglichen Ergebnisse der simultanen internationalen Beobachtungen finden sich in Dunwoodys Summary Int. Met. Obs. Weather Bureau. Bull. A. Chart 52. Storm frequency. Chart 53. Average tracks of Storms Northern Hemisphere. 1878—1887.

[3]) Speziellere Darstellung derselben in den einzelnen Monaten siehe Met. Z. B. XXVI. 1891. Tafel V.

Die Zugstrasse I ist im Herbst und Winter am meisten besucht [1]) Auch d
Zugstrassen II und III sind in der kalteren Jahreshalfte am meisten vertrete
Dagegen ist die Zugstrasse IV im Sommer und Herbst am starksten besucht, u
die Minima, die derselben folgen, nehmen auf die Witterung in Mitteleuropa gross
Einfluss Die Zugstrassen Va, die mit III ziemlich parallel verlauft, ist in d
kalteren Jahreszeit am haufigsten frequentiert, im Sommer gar nicht Die Zu
strasse IVb ist im Herbst und Fruhjahr am meisten besucht, spielt aber auch i
Sommer eine grosse Rolle

Fig 86



Zugstrassen der Barometerminima uber Europa nach van Bebber

Die Zugstrasse Va nimmt im sudlichen Frankreich die Minima auf, die ul
die iberische Halbinsel oder von der Bucht von Biscaya ins Mittelmeer eintrete
und fuhrt dann uber Italien und die Adria nach dem Schwarzen Meere oder na
NE hinauf gegen die russischen Ostseeprovinzen (Vb) Ein Teil der Minima bie
schon an der Westkuste Italiens, selten uber der Adria, nach SE ab und wend
sich gegen Afrika Dies geschieht namentlich in der kalteren Jahreszeit. D
grosste Teil der uber Italien ostwarts fortschreitenden Depressionen wendet si
nach dem Schwarzen Meere Man wird bemerken, dass die Zugstrassen hauptsachli
die grossen Wasserbecken aufsuchen Die Gegenden, auf welche Koppen na

[1]) Da auf den Wetterkarten der Deutschen Seewarte im Norden meist nur noch die Randbildungen
noch nordlicher vorüberziehenden grossen Depressionen erscheinen, so wurde die Zugstrasse Id bei moglic
voller Benutzung der Beobachtungen auf Island, Ost-Gronland und dem Nordmeere weiter nach NW und N
liegen kommen und etwa uber Island verlaufen

den Beobachtungen die Konvergenz oder Strahlungsgebiete der Zugstrassen verlegt, sind die Küste des mittleren Norwegen, der Georgskanal, Skagerrak, die schwedischen Seen und die mittlere Ostsee, Golf von Genua, Adria und Schwarzes Meer; über dem Nordatlantischen Ozean: die Davisstrasse und die Gegend südwestlich von Island. Diese Knotenpunkte des Netzes der Zugstrassen entsprechen den Örtlichkeiten, an denen die Barometerdepressionen länger zu verweilen pflegen, stationäre Minima sich ausbilden. Manche Minima werden hier sogar auf kurze Zeit rückläufig, d. h. sie bewegen sich nach Westen.

Die Gebirge ziehen im Gegensatz zu den grossen Wasserflächen die Depressionszentren durchaus nicht an, im Gegenteile stellen sie Gebiete der geringsten Häufigkeit der Wirbelzentren dar. Man wird auf vorstehendem Kärtchen bemerken, dass das Alpengebiet von den Zugstrassen gemieden wird, die dasselbe in grossen Bogen umgehen. Dasselbe ist deshalb, sowie ganz Mitteleuropa, ein Gebiet sehr wenig tiefer Barometerminima, ein relatives Hochdruckgebiet in Bezug auf dieselben.

Die relative Häufigkeit der Barometerminima auf einer der 6 Hauptzugstrassen war im Mittel der Jahre 1876—1889 folgende:

Häufigkeit der Barometerminima (Proz.)

Zugstrasse	I	II	III	IV	Va	Vb	Gesamtzahl
Winterhalbjahr	31	18	16	12	10	13	283
Sommerhalbjahr	39	11	5	22	5	18	197

Am häufigsten besucht ist I im Januar und September, II im Dezember und Januar, III im März, IV im Juli und August auffallend stark, Va Januar und April, Vb im Frühjahr, im Juli und im Oktober.

Die nach SE gerichteten Bahnen kommen fast ausschliesslich in der kälteren Jahreszeit vor, die nach NE gerichteten herrschen in der wärmeren Jahreszeit vor. Im Sommer kommen fast nur die Bahnen I und IV vor, und im Juli Vb.

Bebber findet, dass etwa in 28 Proz. aller Tage des Jahres die Witterung über Europa (der Osten ausgenommen) von einem Barometerminimum auf einer der 6 Zugstrassen beeinflusst wird.

Das Wetter über Mitteleuropa bei dem Vorübergang eines Minimums auf einer dieser Zugstrassen charakterisiert Köppen in Kürze so:

Die Zugstrasse I ist im Winter von trockenem, wenn auch grösstenteils bedecktem Wetter in Deutschland begleitet, die Zugstrassen Va und Vb im Nordwesten von heiterem Wetter, Vb im Süden und Osten von Regen, dagegen sind die Zugstrassen II, III, IV vorwiegend von Regen und Schneefällen begleitet. Im Sommer verhält es sich ähnlich, nur ist das Wetter bei I und Va vorwaltend heiter, während besonders die Zugstrasse IV viele Gewitter hervorruft. Ausbuchtungen („Gewittersäcke") auf der SE- und S-Seite von Depressionen auf der Zugstrasse IV sind die typischen Gewitterbringer für Deutschland, wie auch für Frankreich und Belgien etc.; in bedeutend geringerem Masse ist dies auch bei der Zugstrasse II der Fall. Da die Zugstrasse Va im Sommer nicht betreten wird, so spielt sie bei den Gewittern West- und Mitteleuropas keine Rolle.[1])

Die Barometerminima, die auf der Zugstrasse Vb von der Adria herauf über Ungarn nach Polen ziehen, verursachen nicht selten zwischen Juli und Anfang September bei gleichzeitiger Anwesenheit eines Hochdruckgebietes im Westen Europas grosse Überschwemmungen auf der Nordseite der Ostalpen und in den Sudetenländern.[2]) Sie werden dann zuweilen über Ungarn einige Zeit stationär. Alle grossen Regenstürme in Wien (mit einer Tagesmenge bis und über 100 mm) sind beim Vorübergang einer Depression auf dieser Bahn eingetreten. Für West-Ungarn und das östliche Niederösterreich bringen sie im April und Mai vielfach Gewitter.

Über Nordamerika ist der Verlauf der Zugstrassen ein einfacherer als über Europa. Eine grosse Zugstrasse betritt vom nördlichen Pacific unter ca. 55° das

1) Köppen, Met. Z. 1886. S. 172.

2) Näheres darüber s. Kassner, Über die Zugstrasse Vb. Met. Z. 1897. S. 219.

Festland, geht über die grossen Seen gegen Neufundland und dann nach NW über den Atlantischen Ozean. Von Südwesten her, von Texas herauf, kommt eine andere Zugstrasse, die bei den grossen Seen in die erstere einmündet. Ausserdem verläuft noch längs der atlantischen Küste die Zugstrasse der westindischen Orkane, die bei Neufundland gleichfalls in die erstere eintritt.

Die Zugstrasse, die über die oberen Seen und Kanada in gerader östlicher Richtung nach Neu-Braunschweig führt, dominiert vollkommen. Sie zeigt eine Frequenz der Minima, welche das $2\frac{1}{2}$- bis 3fache von jener der frequentesten Zugstrassen zwischen dem Felsengebirge und Ural beträgt. Auf dieser Strasse bewegen sich im allgemeinen nicht sehr tiefe Minima mit einer doppelt so grossen Geschwindigkeit als die der europäischen Minima, von einander getrennt durch ebenso rasch fortschreitende Maxima.

Ganz anders in Europa, wo keine einzige Zugstrasse ein nur entfernt ähnliches Übergewicht erlangt, sondern wo eine Anzahl verschiedener Wege einander ziemlich gleichwertig gegenüberstehen, welche zusammen ein kompliziertes Netz bilden. Aber auch schon über dem Ozean bildet der Verlauf der Zugstrassen ein ähnlich kompliziertes Netz (Köppen).

Die Mehrzahl der amerikanischen Wirbelzentren nehmen ihren Weg nach Grönland und Island, einige verlaufen auch gegen die Azoren [1].

Der Grund dafür, dass es ausgesprochene Zugstrassen der Barometerminima giebt, liegt in den Umständen, welche die Richtung des Fortschreitens derselben begünstigen und denselben derart die durchschnittlichen Wege weisen. Die bestehende Luftdruck- und Temperaturverteilung, welche die Barometerminima bei ihrer allgemeinen Tendenz von West nach Ost fortzuschreiten auf ihrem Wege antreffen, lenken sie nach der einen oder anderen Richtung ab und machen ihnen gewisse Strassen am leichtesten passierbar.

Cl. Ley hat schon 1872 die Thatsache festgestellt, dass die Depressionen vornehmlich in der Richtung fortschreiten, in welcher sie den höchsten Luftdruck zu ihrer Rechten haben, dass (wenigstens in Europa) jede Depression die Neigung hat, mit einer mehr oder weniger starken Ablenkung nach rechts (Ley nimmt 45°an) gegen die niedrigeren Isothermen fortzuschreiten [2]. In Bezug auf den ersten Satz ist sehr zu beachten, dass in grösserer Höhe, und darauf kommt es zumeist an, die Luftdruckverteilung eine andere sein kann, als an der Erdoberfläche, weil der Luftdruck in warmer Luft langsamer mit der Höhe abnimmt als in kalter, der Überdruck in der Höhe also auf Seite der wärmeren Gegend zu suchen ist.

Bebber hat seine reichen Erfahrungen über die die Richtung des Fortschreitens der Barometerminima beeinflussenden Momente der Verteilung des Luftdruckes und der Temperatur an der Erdoberfläche in folgenden Sätzen kurz zusammengefasst:

1. Ist die Verteilung von Luftdruck und -Temperatur in der Umgebung der Depression die gleiche, liegen also hoher Luftdruck und höhere Temperatur in gleicher Richtung, so erfolgt die Fortpflanzung der Depression nahezu senkrecht auf die Richtung des Luftdruck- und Temperaturgradienten. Daraus erklären sich die nach SE gerichteten Zugstrassen Europas im Winter, indem der hohe Luftdruck und die höhere Temperatur dann gleicherweise in SW sich finden. Im Sommer,

---

[1] Hoffmeyer, Studien über die Stürme des Nordatlantischen Ozeans. Annalen der Hydrographie 1880. Zeitschrift f. Met. XV. S. 345. Mehr als die Hälfte (55 Proz.) der amerikanischen Depressionen schlagen die Richtung nach Grönland und Island ein, ein Viertel (26 Proz.) durchkreuzt den Ozean in der Mitte, ein Fünftel (19 Proz.) hat eine Neigung, sich gegen die Azoren zu wenden.

[2] Cl. Ley, Laws of Winds. I.

wo letzteres nicht mehr der Fall ist, werden diese Zugstrassen von den Barometerminimis nicht mehr betreten. 2. Sind Luftdruck und Temperatur in entgegengesetztem Sinne verteilt und von gleichem Einfluss, so wird dadurch die Bewegung der Depressionen gehemmt, sie können stationär werden und eine längliche verzerrte Form annehmen. 3. Überwiegt der Einfluss eines Elementes, so erfolgt die Bewegung nach diesem im Sinne von Satz 1. (Deshalb benutzen z. B. oft Barometerminima im Frühling und Sommer die Zugstrasse Vb, auch wenn hoher Druck an der Erdoberfläche in W und NW liegt, bei gleichzeitiger stärkerer Abkühlung daselbst, während in S- und SE-Europa sehr hohe Temperatur herrscht. Der Überdruck in der Höhe liegt dann auf der SE- oder rechten Seite der Zugstrasse Vb. Die Barometerminima lassen dann den höheren Luftdruck an der Erdoberfläche zur Linken, massgebend ist aber die Druckverteilung im höheren Niveau [1].) Ist der Westen kalt, der Osten sehr warm, dann giebt es im Frühjahr und Sommer viele Gewitter in dem Zwischengebiete, in dem die Minima von SW nach NE der Grenzlinie entlang ziehen.) 4. Bei komplizierterer Verteilung der beiden Elemente schlagen die Barometerminima Wege ein, welche der Resultierenden der Einflüsse entsprechen, wobei das einflussreichere Element dieselbe hauptsächlich bestimmt [2].)

Köppen hebt das mechanische Moment hervor und formuliert den Erfahrungssatz über die Richtung des Fortschreitens der Barometerminima folgendermassen: „Die Fortpflanzung der Depressionen erfolgt in der Richtung, in welcher die Bewegungsmomente der Luftströmungen in denselben und in ihrer Umgebung am grössten sind.“ Die Fortwegung also erfolgt annähernd in der Richtung der nach ihrer Gesamtenergie überwiegenden Luftströmung [3].)

Loomis hat bei in abnormer Weise nach Süden oder nach Norden fortschreitenden Barometerminimis in den Vereinigten Staaten die Verteilung der (unteren) Windstärken um das Sturmzentrum untersucht und gefunden, dass bei ersteren das Verhältnis der Stärke der Nord- zu den Südwinden 2 : 1 war, bei den nach Nord fortschreitenden 1 : 1,1, was obigem Satze auch zur Stütze dient.

Die Bahnen der westindischen Cyklonen zeigen eine auffallende Beziehung zur Lage des grossen subtropischen Barometermaximums über dem Atlantischen Ozean. Dasselbe bleibt während des ganzen Verlaufes der Bahn zur Rechten derselben liegen und die Sturmzentren umkreisen dasselbe. Der stärksten Luftbewegung in den mittleren und höheren Schichten entsprechend, bewegen sich die Wirbel zuerst nach ihrer Entstehung unter 16—18° N. tangential zu diesem Gebiete hohen Luftdruckes westwärts, biegen dann allmählich, der entsprechenden Krümmung der Isobaren des Hochdruckgebietes in mittleren Höhen entsprechend, nach NW um. Jenseits 20° N. wird die Bewegung des Wirbels zuerst rein Nord und biegt dann an der Westgrenze des auf den Ozean beschränkten subtropischen Barometermaximums um, wobei die Bewegung, dem geringen Gradienten entsprechend, langsamer wird. Ist aber der Wirbel auf der polaren Seite des Barometermaximums angekommen, so biegt er nun nach NE um und seine Bewegung wird unter dem

---

[1]) Cl. Ley hat im Journ. Scott. Met. Soc. IV. pag. 333 schon darauf aufmerksam gemacht, dass in den Fällen einer retrograden Bewegung der Minima über England, d. i. also nach Westen hin, die Temperatur über Skandinavien höher war als in Frankreich. Zugleich lag dann meist im Nordosten ein Barometermaximum. Am 23. bis 29. Mai 1891 passierte ein Barometerminimum über das südliche Irland nach SE durch Südengland, kehrte an dessen Ostküste um und ging durch Nordengland und Irland wieder in den Atlantischen Ozean hinaus. Auch in diesem Falle war die Temperatur über Skandinavien höher als in Frankreich, ohne dass an der Erdoberfläche selbst der Barometerstand in NE besonders hoch war. Die Luftdruckverteilung im höheren Niveau war massgebend. (Nature. Vol. 44. pag. 150. June 18. 1891.)

[2]) van Bebber, Met. Z. 1891. S. 361 etc.

[3]) Köppen, Annalen der Hydrographie. 1882. S. 657. — Über die mechanischen Ursachen der Ortsveränderung der atmosphärischen Wirbel. Zeitschrift f. Met. XV. 1880. S. 41.

Einflusse des grossen Druckgefälles auf der Polarseite des Maximums eine sehr rasche. Die Umbiegung der Bahnen erfolgt nach Loomis im Sommer unter 30·6° N, im September unter 29·7° N, sonst unter 26·7° N. Dies stimmt genau mit der gleichzeitigen Lage der Achse höchsten Druckes über dem Atlantischen Ozean (Köppen).

Toynbee hat diese Beziehung der Orkanbahnen zu dem subtropischen Barometermaximum schon für den Orkan Ende August 1873 erkannt und auch die Ansicht ausgesprochen, dass, wenn damals, wie dies anfangs August der Fall gewesen, der hohe Luftdruck sich nach West hin bis gegen Mexiko erstreckt hätte, der Wirbel wohl, ohne umzubiegen, westwärts fortgeschritten sein dürfte. Dies geschieht ja in manchen Fällen, oder die Umbiegung erfolgt erst über den Golfstaaten.

Für die Orkanbahnen auf der Ostseite von Asien, über dem Südindischen Ozean, ja auch an der Nordostseite von Australien kann derselbe Einfluss auf ihre Richtung geltend gemacht werden.

Bei den Bahnen der Wirbelstürme in der Bai von Bengalen und im Arabischen Meere kann eine ähnliche kausale Beziehung zu einem Barometermaximum kaum in Anspruch genommen werden[1]). Dagegen steht die Richtung dieser Bahnen mit dem Satze von Köppen in bester Übereinstimmung. Chambers hebt besonders hervor, dass bei den von ihm untersuchten Cyklonen, sowie bei jenen der Bai von Bengalen nach Eliot die Winde auf der Rückseite am stärksten waren[2]) (auch bei Teifunen ist dies nach Doberck der Fall).

Der Umstand, dass das Fortschreiten und der Fortbestand der Wirbel durch die praexistirende Luftdruck- und Temperaturverteilung begünstigt oder gehemmt werden kann, erklärt auch die Erscheinung, dass die Barometerminima gerne auf der gleichen Bahn hintereinander folgen. Dies ist nicht nur bei unseren Depressionen der Fall, sondern auch bei den tropischen Cyklonen.

Für erstere hat Köppen dies zuerst nachgewiesen.[3])

„Ist eine Depression über einen Ort hinweggegangen und entfernt sich von demselben, so ist eine erhebliche Wahrscheinlichkeit vorhanden, dass derselbe am folgenden oder am nächstfolgenden Tage wieder in das Gebiet einer Depression gelangen werde. Sind dagegen mehrere Tage verflossen seit dem Verschwinden der Depression, so ist die Wahrscheinlichkeit des Auftretens einer Depression für den folgenden Tag ungefähr um die Hälfte geringer.“

Für die Cyklonen ist früher schon ein ähnliches Verhalten erwähnt worden.

Die Bahnen der Barometerminima über Russland sind namentlich in einer grossen Arbeit von Rykatschew niedergelegt worden[4]). Über die Zugstrassen der Barometerdepressionen in anderen Teilen der gemässigten Zonen liegen jetzt noch keine Untersuchungen vor, soweit nicht die Ausläufer der tropischen Sturmbahnen in Ostasien in Betracht kommen[5]). In den subtropischen Zonen hohen Luftdruckes bestimmen, wie Russell für Australien gezeigt hat, die wandernden Barometermaxima und die zwischen ihnen liegenden V-ähnlichen Depressionen hauptsächlich die Witterung. Es wird wohl auch in den anderen ähnlich liegenden Teilen des Subtropengebietes dasselbe der Fall sein.

---

1) Im Mai besteht zumeist noch höherer Druck über der Mitte der Bai und die Maicyklonen lassen denselben rechts liegen und gehen in der Regel nach West.

2) Bei der Cyklone vom 25. Mai bis 2. Juni 1881 lag der steilste Gradient bei S 50° E, der schwächste bei N 50° W. Und dies entspricht genau der Richtung der Fortpflanzung der Cyklone, die also in der Richtung vom steilsten zum schwächsten Gradienten oder vom stärksten zum schwächsten Wind fortgeschritten ist. Ind. Met. Memoirs IV. S. 349.

3) Köppen, Aufeinanderfolge der Wirbelstürme. Zeitschrift f. Met. IX. 1874. S. 381.

4) S. Met. Z. 1897. S. 9. Litteraturbericht.

5) Man sehe aber Chart 29 in Bartholomews Atlas of Meteorology.

IV. Die Erhaltungstendenz der Witterung. Witterungstypen.

Wenn man die Änderungen der meteorologischen Elemente von einem Tage zum anderen aufmerksamer verfolgt, so findet man bald, dass bei dem fast beständigen und scheinbar gänzlich unregelmässigen Wechsel der Witterung, d. i. der Aufeinanderfolge kalter auf warme, nasser auf trockene Tage und umgekehrt, die Häufigkeit eines Wechsels doch seltener ist, als die einer Aufeinanderfolge in gleichem Sinne. Es existiert eine Tendenz zur Erhaltung des jeweilig herrschenden Witterungscharakters.

So ist z. B. zu Brüssel die Wahrscheinlichkeit eines Wechsels, nachdem ein bestimmter Charakter der Temperatur schon r Tage geherrscht oder r Regentage sich gefolgt sind, folgende:

Wahrscheinlichkeit eines Wechsels.[1])

Nach einer Andauer von	1	2	3	4	5	6	7	10	15 Tagen
Temperatur	.25	.24	.22	.21	.17	.17	.15	.15	.13
Regen	.37	.32	.30	.26	.27	.24	.25	.23	.23

Die Wahrscheinlichkeit eines Wechsels wird demnach mit Zunahme der Dauer eines bestimmten Witterungscharakters geringer. Also je länger Regenwetter schon angehalten hat, desto grösser ist die Wahrscheinlichkeit, dass der nächste Tag wieder ein Regentag ist. Dasselbe gilt für eine Folge positiver und negativer Temperaturabweichungen. Hat sich einmal ein bestimmter Witterungstypus eingestellt, sich als solcher gleichsam durch seine Andauer deklariert, so hat er die grösste Wahrscheinlichkeit, sich noch einige Zeit zu erhalten.

Dabei wird natürlich die Wahrscheinlichkeit des Eintretens einer Periode gleichsinnigen Witterungscharakters um so kleiner, die Häufigkeit einer solchen um so geringer, je länger dieselbe ist. Die Wahrscheinlichkeit der Fortdauer derselben nach Ablauf einer gewissen Dauer derselben kann hingegen fortwährend zunehmen, obgleich sie nie 1 erreichen kann.[2])

Um einen Massstab zu bekommen, nach welchem man die Tendenz zur Erhaltung des gleichen Witterungscharakters beurteilen kann, muss man die beobachtete Wahrscheinlichkeit des Witterungswechsels mit der theoretischen Wahrscheinlichkeit desselben vergleichen, d. h. mit jener, bei welcher ein Wechsel ebenso wahrscheinlich ist, als eine Fortdauer, die Aufeinanderfolge der Erscheinungen demnach keinerlei Beeinflussung erkennen lässt, sondern als blosses Spiel des Zufalls erscheint. Diese Wahrscheinlichkeit wäre, wenn beide Kategorien des Wetters gleich häufig auftreten, $^1/_2$, dies ist aber zumeist nicht der Fall, es ist ja die Zahl der positiven und negativen Abweichungen bei allen meteorologischen Elementen innerhalb einer bestimmten Zeit fast stets ungleich.

In einer 172jährigen Reihe von Jahresmengen des Regenfalles zu Padua finden sich 92 negative und 80 positive Abweichungen vom Gesamtmittel, und 69 Wechsel

---

[1]) Die Wahrscheinlichkeit eines Wetterwechsels nach 1, 2, 3 etc. Tagen berechnet sich aus $p : (p + p')$, wenn p die Zahl der Perioden von r Tagen ist, p' die Gesamtzahl der längeren.

[2]) Wl. Köppen, Die Aufeinanderfolge der unperiodischen Witterungserscheinungen nach den Grundsätzen der Wahrscheinlichkeitsrechnung untersucht. Wild, Rep. f. Met. B. II. 1871. Auf diese gewissermassen grundlegende Abhandlung muss hier besonders hingewiesen werden, da der Gegenstand hier nur gestreift werden kann. Es ist auch seither der Gegenstand in gleichem Umfange nicht wieder behandelt worden, sondern nur in Bezug auf einzelne meteorologische Elemente. S. auch Ref. in Zeitschrift f. Met. B. VII. 1872. S. 369. — H. Meyer, Die Niederschlagsverhältnisse von Deutschland. Archiv. XI. 1888. — A. Riggenbach, Die Niederschlagsverhältnisse von Basel. Zürich 1891. Die Wahrscheinlichkeit des Wetterwechsels. S. 21—32. — Auch F. Seydl, Klima von Krain. — Die theoretischen Grundlagen findet man bei Sprung, Lehrbuch. S. 376 etc.

von trockenen zu nassen Jahren oder umgekehrt Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Jahr zu trocken ist, ist demnach 92 172 = 0·53, die Wahrscheinlichkeit eines nassen Jahres 0 47 Wurde die Aufeinanderfolge der trockenen und nassen Jahre ganz vom Zufall abhangen, so ware die Wahrscheinlichkeit eines Wechsels 2 × 0 53 × 0·47 = 0 498, die beobachtete Wahrscheinlichkeit eines Zeichenwechsels ist aber bloss 0 401, also erheblich geringer Bezeichnen wir mit V′ die beobachtete Wahrscheinlichkeit eines Wechsels, mit V die berechnete, so kann man (nach Koppen) den Quotienten (V′—V) · V als Index der Erhaltungstendenz ansehen In unserem Falle ist derselbe 0 199

Dreissigjahrige Beobachtungen zu Brussel geben fur die Veranderlichkeit von einem Tage zum anderen

	Temperatur	Regenperioden	Trockenperioden
V′ beobachtet	0 194	0 294	0 314
V berechnet	0 498	0 481	0 519
Index d Erhaltungstendenz	0 610	0 389	0 395

Es ist demnach fur die Temperatur wie fur die Niederschlage die Wahrscheinlichkeit der Erhaltung des eben herrschenden Witterungscharakters grösser, als die eines Wechsels

Die Wahrscheinlichkeit eines Zeichenwechsels in der bestehenden Abweichung der Temperatur vom Mittel ist fur Breslau nach 1, 2, 3 etc Pentaden und 1, 2, 3 etc Monaten nach Koppen folgende

Wahrscheinlichkeit einer Anderung

Nach	1	2	3	4	5	6	7	8
Pentaden	33	31	30	30	29	27	28	27
Monaten	45	41	38	40	27	41	25	17

Die Erhaltungstendenz des Charakters der bestehenden Temperaturabweichung zeigt sich in beiden Zahlenreihen, sie ist fur die kurzeren Zeitabschnitte (Pentaden) grosser als fur die langeren Aber auch noch in den Monatsmitteln zeigt sich die Neigung, dass eine bestehende positive oder negative Storung ihre geographische Position beibehalt, eine Neigung, die mit der Dauer des Zustandes wachst, ohne an eine erkennbare Zeitgrenze gebunden zu sein Auf eine Kompensation eines zu kalten Winters durch einen darauf folgenden warmen Sommer ist demnach nicht zu rechnen

Man kann auch fragen, welche Wahrscheinlichkeit dafur besteht, dass der folgende Monat in einem anderen Sinne vom vieljahrigen Mittel abweicht, als der laufende — also nach der Wahrscheinlichkeit einer Änderung des Monatscharakters der Witterung Köppen hat fur die Temperatur diese Frage auf Grund langjahriger Beobachtungen von 12 Kusten- und 16 Inlandsorten beantwortet Da die Ergebnisse fur beide Reihen sehr nahe ubereinstimmen, teilen wir hier nur die Mittel aus beiden mit:

Wahrscheinlichkeit eines Wechsels der Temperaturabweichung

Von	Januar/Februar	Februar/März	März/April	April/Mai	Mai/Juni	Juni/Juli
	439	383	.361*	**454**	428	367
Von	Juli/August	August/Sept	Sept/Okt	Okt/Novemb	Novemb/Dez	Dez/Januar
	350*	386	414	**463**	425*	430

Die Wahrscheinlichkeit eines Wechsels ist am grössten vom Januar zum Februar, April zum Mai und Oktober zum November; am kleinsten vom März zum April, Juli zum August und November zum Dezember. Im Vorfrühling und im Hochsommer ist die Wahrscheinlichkeit, dass, wenn ein Monat zu kalt (oder zu warm) war, auch der folgende noch zu kalt (oder zu warm) sein wird, fast doppelt so gross als die eines Wechsels.

Die Wahrscheinlichkeit eines Wechsels der Temperaturabweichung von einer Jahreszeit zur folgenden oder nächstfolgenden hat Köppen für Mitteleuropa gefunden:

Wahrscheinlichkeit eines Wechsels vom

Winter zum Frühling	Frühling zum Sommer	Sommer zum Herbst	Herbst zum Winter
0.49	0.45	0.38	0.45
Winter zum Sommer	Frühling zum Herbst	Sommer zum Winter	Herbst zum Frühling
0.44	0.40	0.50	0.52

Die Wahrscheinlichkeit einer Änderung des Temperaturcharakters ist vom Sommer zum Herbst am kleinsten, vom Winter zum Frühling am grössten. Die Wahrscheinlichkeit, dass auf einen zu kalten oder zu warmen Winter ein gleicher Sommer folgt, ist etwas grösser, als die einer Änderung, dagegen ist kein Schluss gestattet vom Charakter des Sommers auf jenen des kommenden Winters. Die Frage, ob man aus dem Temperaturcharakter des Winters auf jenen des folgenden Sommers schliessen kann, ist oft untersucht worden.

Aus den 100jährigen Temperaturbeobachtungen zu Wien ergab sich, dass nach einem sehr kalten oder sehr warmen Winter in 70 Proz. der Fälle auch der folgende Sommer zu kalt oder zu warm war, also eine Abweichung in gleichem Sinne zeigte, wogegen zwischen Sommer und folgendem Winter nur in 45 Proz. aller Fälle eine Übereinstimmung der Abweichungen bestand.

Dabei zeigte sich, dass, wenn die Temperaturanomalie einer Jahreszeit eine beträchtliche Grösse erreicht (1^0 und darüber), die Wahrscheinlichkeit, dass die folgende Jahreszeit in gleichem Sinne abweicht, erheblich verstärkt wird. Am schwächsten tritt diese Tendenz der Erhaltung gleicher Anomalie beim Übergang vom Winter zum Frühling auf.

Hellmann fand, dass bei den Beziehungen zwischen Winter- und Sommertemperaturen die Grösse der Temperaturabweichung des Sommers ausschlaggebend scheint. In Berlin folgte auf einen mässig warmen Sommer zumeist ein milder Winter, dagegen ist die Folge eines solchen auf einen sehr warmen Sommer sehr unwahrscheinlich. Das Gesamtergebnis seiner bezüglichen Untersuchungen fasst Hellmann in folgende Sätze zusammen[1]):

Nach einem mässig milden Winter	folgt am wahrscheinlichsten	ein kühler Sommer
„ „ sehr milden „		„ warmer „
„ „ mässig kalten „		„ kühler „
„ „ sehr kalten „		„ sehr kühler Sommer
„ „ mässig warmen Sommer		„ mässig milder Winter
„ „ sehr warmen „		„ kalter Winter

Eine umfassende und gründliche Untersuchung über die Wahrscheinlichkeit,

---

[1]) Hann, Temperatur zu Wien nach 100jährigen Beobachtungen. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. LXXVI. Nov. 1877, und Zeitschrift f. Met. XIV. S. 431. — Hellmann, Die milden Winter Berlins seit 1720. Zeitschrift des Kgl. preuss. stat. Bureaus. 1884. — Über gewisse Gesetzmässigkeiten im Wechsel der Witterung aufeinanderfolgender Jahreszeiten. Sitzungsberichte der Kgl. preuss. Akad. XIV. 1885, s. a. Zeitschrift f. Met. B. XX. S. 383.

mit welcher man von dem Temperaturcharakter eines Monates auf jenen des folgenden oder der folgenden Monate schliessen kann, verdankt man L. Satke.[1])

Die nächsten Ursachen einer gewissen Beständigkeit der Witterungstypen. In einem vorausgegangenen Abschnitte sind die meteorologischen Verhältnisse erörtert worden, welche neben der Richtung der allgemeinen Bewegung der Atmosphäre ausserhalb der Wendekreise, die Bahnen der atmosphärischen Wirbel oder Depressionsgebiete vornehmlich bestimmen. Als solche wurden erkannt die bestehende Luftdruck- und Temperaturverteilung. Die wandernden Barometerminima sind die Hauptursache der Veränderlichkeit der Witterung, die mehr oder weniger ständigen grossen Depressions- und Hochdruckgebiete, welche von ersteren fortwährend teilweise umkreist werden, bilden dagegen das mehr stabile Element unter den Witterungsfaktoren. Die durchschnittliche Witterung oder das Klima von Europa hängt hauptsächlich ab von der mittleren Lage und den jahreszeitlichen Verschiebungen 1. des grossen subtropischen ozeanischen Barometermaximums im Südwesten von Europa bei den Azoren und Madeira, 2. von dem Hochdruckgebiete über Sibirien, das im Winter einen Ausläufer oder Rücken höheren Druckes quer durch Russland bis in das Alpengebiet aussendet (von Woeikoff die grosse Achse des Kontinentes genannt), 3. von dem grossen beständigen Luftdruckminimum über dem Atlantischen Ozean im Nordwesten von Europa, das namentlich im Herbst und Winter eine dominierende Rolle spielt, und 4. in geringerem Masse auch von dem sekundären, ziemlich ständigen Luftdruckminimum über dem Mittelmeer, das namentlich die Witterung von Südeuropa beeinflusst.

Diese ständigen Tief- und Hochdruckgebiete, welche das System der unteren Luftströmungen und damit auch das Wetter in ihrer Umgebung bedingen, hat Teisserenc de Bort die „Aktionszentren der Atmosphäre" genannt. Dieselben nehmen dadurch besonderen Einfluss auf den Charakter der Witterung der Monate und Jahreszeiten, dass sie mehr oder weniger Neigung haben, sich zeitweise zu verlagern oder Teilminima (im allgemeinen Sinne) und -Maxima auszusenden, die dann mehr oder weniger lange über einem Teil Europas sich halten und die Witterung beständig nach einer Richtung beeinflussen. Für die Vereinigten Staaten werden der westliche Flügel des subtropischen atlantischen Barometermaximums mit seinen jahreszeitlichen und seinen unregelmässigen Verlagerungen, die wandernden Barometermaxima aus dem britischen Nordamerika und das Barometerminimum in der Davisstrasse die Hauptrolle bei der Festsetzung ständigerer Witterungstypen bilden. Die grösste Bedeutung für dieselben dürfte bei der niedrigen Breite der Vereinigten Staaten das erstgenannte Barometermaximum im Südosten derselben spielen. Doch liegen eingehendere bezügliche Untersuchungen noch nicht vor.[2])

Der Einfluss, welchen die grossen Barometerminima und -Maxima in der Umgebung von Europa auf die länger andauernden Anomalien der Witterung daselbst nehmen, ist von Kapt. Hoffmeyer und von Teisserenc de Bort genauer nachgewiesen worden. Ersterer hat die Rolle, welche die Verlagerungen der nordatlantischen Barometerminima dabei spielen, untersucht, während der letztere hauptsächlich die Veränderungen in der Lage der Hochdruckgebiete zum Gegenstand seines Studiums gemacht hat.[3])

[1]) L. Satke, Über den Zusammenhang der Temperatur aufeinanderfolgender Monate und Jahreszeiten. Halle 1897.

[2]) Einen Beitrag liefert O. Fassig, Types of March Weather in the U. S. American Journ. of Science. Nov. 1899.

[3]) Hoffmeyer, Die Verteilung des Luftdruckes über dem Nordatlantischen Ozean während des Winters

Das grosse nordatlantische Barometerminimum hat im Winter sein Zentrum im Südwesten von Island, aber es gehen von da aus Rinnen oder Mulden niedrigen Luftdruckes, mit Entwickelung von Teildepressionen innerhalb derselben, einerseits nach NE hin ins Eismeer, andererseits auch nach Nordwesten in die Davisstrasse. Hoffmeyer zeigt, dass je nach der Entwickelung, welche das eine oder andere dieser sekundären Minima in einem bestimmten Winter erlangt, der Temperaturcharakter des Winters von Nordwest- und Nordeuropa ein wesentlich anderer wird.

Im Januar 1874 war das Minimum im Nordosten von Island am stärksten entwickelt, der Luftdruck über dem europäischen Eismeer war ungewöhnlich tief. Dadurch wurde Nordwest- und Nordeuropa besonders anhaltend und kräftig von der warmen Luft aus Westen vom Atlantischen Ozean her überflutet und die Temperatur war bedeutend über dem Normale, auf den britischen Inseln um 2°, in Dänemark um 3°, in Norwegen und Schweden um 3—5°, in Petersburg um 5°, am Weissen Meer um 8°. Dagegen waren die Länder auf der Westseite des Minimums ungewöhnlich kalt, in Island war die negative Abweichung 6—8°, in Westgrönland noch 3—8°.

Im Januar 1875 dagegen war das Hauptminimum im SW von Island sehr stark entwickelt und lag 5° südlicher als sonst, dagegen war das Minimum im Eismeer nur schwach. Die Folge war, dass Nordeuropa zu kalt war, Petersburg und Stockholm um 7° und 6°, Dänemark noch um 1°, erst die britischen Inseln hatten infolge südlicher Winde eine höhere Temperatur.

Im Februar 1875 war nur das Barometerminimum über der Davisstrasse stark entwickelt, das Minimum in SW von Island und jenes im Eismeer fehlten. Hoher Luftdruck überzog von NE her ganz Europa Die warme Luft des Atlantischen Ozeans zog als S- und SE-Wind über Island und Grönland, die deshalb viel zu warm waren, während auf der Rückseite der Depression kalte NW-Winde die Temperatur von Labrador und Kanada unter die normale erniedrigten (in Kanada um 5°). Europa hatte Landwinde und war deshalb auch zu kalt.

Derart zeigt Hoffmeyer, dass es für die Wintertemperatur von NW- und Nordeuropa darauf ankommt, welches von den Barometerminimis des Nordatlantischen Ozeans das Hauptminimum wird. Trotz der Nähe des Minimums kann NW-Europa zu kalt sein, wenn ersteres so liegt, dass NW-Europa südöstliche oder östliche Landwinde erhält. Liegt das Hauptminimum im Norden und ziemlich östlich, so erhält N-Europa und je nach der Lage auch noch Mitteleuropa starke und ständige W- oder SW-Winde vom warmen Ozean her, und die Temperatur hält sich hoch über dem Mittel. Ohne das Barometerminimum im Nordmeere nordöstlich von Island würde überhaupt der Winter von NW- und Zentraleuropa viel kälter sein. Denn erst dieses Minimum lenkt die SW-Winde auf der Südseite des Barometerminimums bei Island weiter nach rechts ab, so dass die warme ozeanische Luft auch Nord- und selbst noch Mitteleuropa nördlich von den Alpen zu Gute kommt.

Für das volle Verständnis des Temperaturcharakters verschiedener Winter in Mitteleuropa ist aber auch die Berücksichtigung der Lage der grossen Barometermaxima von besonderer Wichtigkeit. Dies hat Teisserenc de Bort erkannt und

und sein Einfluss auf das Klima von Europa. Zeitschrift f. Met. B. XIII. 1878. S. 337. L. Teisserenc de Bort, Etude sur l'hiver de 1879/80 et recherches sur la position des centres d'action de l'atmosphère dans les hivers anormaux. Annales du Bureau Central Mét. de France. Année 1881. T. I. Paris 1883. — Derselbe: Etude sur la position des grands centres d'action de l'atmosphère au Printemps. Mois de Mars. Annales 1883. Mét. générale. Zeitschrift f. Met. B. XIX. 1884. S. 105 u. Deutsche Met. Z. B. I. 1884. S. 22.

die verschiedenen Typen der Winterwitterung auf die relative Lage der Barometermaxima zu Mitteleuropa zurückgeführt [1]). Er unterscheidet:

Typus A. Kalt und trocken. Dieser Typus wird hervorgebracht durch die Verschiebung des Maximums von Sibirien bis nach Europa. Das Maximum teilt sich meist in zwei Teile, von denen der westliche Westsibirien, Nordrussland und Finland einnimmt, so dass der Druck von da nach Süden und Südwesten hin abnimmt. Die Kälte kommt dann im Gefolge nordöstlicher und östlicher Winde.

Die Monate Januar 1838, 1842, 1861, 1876, 1879 und Dezember 1840 gehörten in Europa diesem Typus an (auch der besonders strenge Spätwinter Januar und Februar 1895).

Typus B. Kalt und trocken. Derselbe wird charakterisiert durch die Verlagerung des Barometermaximums bei Madeira nach Mitteleuropa und niedrigen Druck in Westsibirien und bei den Azoren. Unter diesen Verhältnissen erkaltet das Festland von Europa durch Wärmeausstrahlung bei heiterem Himmel und Windstille. Die Kälte kommt nicht aus Norden oder Osten (wie z. Teil wenigstens im vorigen Falle), sondern das Kältezentrum liegt über Mitteleuropa selbst. Damit aber dieser Typus zur vollen Entwickelung kommt, sind vorausgegangene Schneefälle, das Vorhandensein einer Schneedecke nötig. Der Typus B wird oft kurz als „Strahlungstypus“ bezeichnet. Ein ausgezeichnetes Beispiel für denselben lieferte der Dezember [2]) 1879 (ausserdem Januar 1864 und 1880, Dezember 1864, 1865, 1873 und 1875).

Typus C. Kalt und feucht. Derselbe entsteht durch die Verschiebung oder Ausbreitung des ozeanischen Maximums nach Norden über den Atlantischen Ozean oder in die Gegend der britischen Inseln, bei gleichzeitigem niedrigen Druck über Mitteleuropa und Italien. Es bildet sich ein Sattel niedrigen Druckes zwischen dem bezeichneten Maximum und dem asiatischen Maximum, welchen die Barometerminima von Norden her als Zugstrasse benutzen (Type à couloir). Die Witterung ist kalt mit vielen Schneefällen.

Typus D. Warm und feucht. Niedriger Luftdruck über dem Atlantischen Ozean und Nordeuropa bis gegen Sibirien hinein, hoher Luftdruck in SW- und Südeuropa. Bei dieser Druckverteilung steht Mitteleuropa völlig unter der Herrschaft der ozeanischen Winde und häufige Depressionen ziehen den im allgemeinen

---

[1]) R. Abercromby ist ungefähr gleichzeitig von anderer Seite zum gleichen Resultat gekommen. Er sagt: Bei der Prüfung einer grossen Zahl synoptischer Wetterkarten des Jahres 1865 (Atlas des Mouvements généraux de l'Atmosphère 1865) war der Autor betroffen von der Thatsache, dass relativ zu Europa die allgemeine Position der grossen Hochdruckgebiete häufig für längere Perioden konstant blieben. Eine weitere Prüfung ergab, dass die Beständigkeit dieser Positionen zusammentraf mit der Beständigkeit gewisser Witterungstypen. Trotz der Fluktuationen infolge des Vorüberganges von Cyklonen (beträchtlicher Änderungen von Tag zu Tag und lokaler Variationen von Ort zu Ort) erhält sich doch der allgemeine Typus des Wetters längere Zeit hindurch. — Certain types of British Weather. Quart. Jour. Met. Soc. Vol. IX. Nov. 1882.

[2]) Der Dezember 1879 war in manchen Teilen von Mitteleuropa, in Südwestdeutschland, dann auch in Frankreich der kälteste seit einem Jahrhundert, in Paris überhaupt der kälteste Wintermonat, von dem Aufzeichnungen existieren. Die Mitteltemperatur war in der Stadt — 6.8, in der Umgebung (Parc S. Maur) — 7.6, das Minimum — 25.6. Dass die Kälte in diesem strengen Winter 1879/80 durch die Wärmeausstrahlung des Bodens entstand, wird klar bewiesen durch die ganz ungewöhnliche Wärmezunahme mit der Höhe, die in allen Bergländern Mitteleuropas sich bemerkbar machte. Die mittlere Temperatur von Wien betrug, während das Barometermaximum zentral über Europa lag und keine Wärmezufuhr durch Winde stattfand — 9°. Man kann dies gewissermassen als die normale Temperatur des Dezembers unter 48° nördl. Br. betrachten, d. h. jene Temperatur, die zu dieser Zeit nur infolge der Ausstrahlung und Einstrahlung an Ort und Stelle auftreten würde. Zeitschrift f. Met. B. XV. 1880. S. 81. Die interessanten Temperaturverhältnise des Dezembers 1879 sind in dieser Zeitschrift, dann von Teisserenc de Bort in der citierten Abhandlung, von Billwiller in den Schweiz. Met. Beob. B. XV. 1880 und Zeitschrift f. Met. 1880 etc. eingehender beschrieben worden.

von W nach E oder SW nach NE verlaufenden Isobaren entlang vom Atlantischen Ozean her über Europa. Daher sehr milde und feuchte Witterung (Dezember 1880[1]), ferner Dezember 1863, 1866, 1868, Januar 1853, 1863, 1866, 1874, 1875).

Typus E. Gleichfalls warm und feucht, dem vorigen ähnlich. Das ozeanische Barometerminimum liegt über Frankreich und England selbst, während das asialitische Barometermaximum sich bis nach N-Russland erstreckt. (Diese Druckverteilung hatten die Monate Dezember 1861, 1872, 1876, Januar 1860, 1872, 1873, 1877.)

In einer späteren Abhandlung hat Teisserenc de Bort auch die Witterung der Märzmonate auf Grund ganz ähnlicher Typen der Luftdruckverteilung untersucht. Im März, wo sich bei nahe gleicher Länge des Tages und der Nacht Insolation und Ausstrahlung ziemlich das Gleichgewicht halten, ist der Einfluss dieser Typen schon ein etwas anderer; als im Winter. Der März 1880, welcher den Strahlungstypus B repräsentiert, war warm und trocken (namentlich zu Paris[2]).

Natürlich kommen innerhalb eines Monates zumeist viele Übergänge, Vermengungen und Abwechslungen dieser Typen vor, nur jene Monate, während welcher die Luftdruckverteilung ziemlich konstant bleibt, zeigen das typische Wetter.

Für den Sommer, wo die Insolation einerseits, Trübung und Regen andererseits einen Haupteinfluss auf die Temperatur haben, das asiatische Maximum nicht mehr existiert, ja niedrigem Druck Platz gemacht hat, passen die Wintertypen nicht mehr. Nur der Strahlungstypus B, jetzt warm und trocken und der Typus C, kalt und feucht (Maximum in NW, niedriger Druck im Osten), treten noch charakteristisch auf, letzterer besonders häufig.

Von besonderer Wichtigkeit hat sich die Berücksichtigung der Lage der Hochdruckgebiete auch zur Charaktersierung und zum Verständnis länger andauernder Witterungstypen über Europa in allen Jahreszeiten erwiesen und van Bebber hat einen aussichtsreichen Versuch gemacht, sie zu einer allgemeinen Witterungsvorhersage auf mehrere Tage voraus zu benützen. Da die Hochdruckgebiete im allgemeinen mehr oder weniger stabil sind, so handelt es sich nur noch darum, auch Anhaltspunkte zu finden, nach welchen Richtungen sie sich gewöhnlich zu verlagern pflegen. Die verschiedene durchschnittliche Luftdruckverteilung in den Jahreszeiten ist dabei zu berücksichtigen, weil sie Fingerzeige abgiebt für die Tendenzen, die bei der Verlagerung eine grosse Rolle spielen.

Wie sich das Wetter über Europa bei verschiedener Lage der Hochdruckgebiete, an deren Rande die Barometerminima mit ihren Wetterwechseln entlang laufen, gestaltet, wurde schon früher auf Grund einer Untersuchung von Bebber kurz beschrieben.

Die Häufigkeit der fünf Wettertypen in den 4 Jahreszeiten ist nach dem Genannten folgende:

	Lage des Maximums	Zeit der grössten Häufigkeit	Zeit der geringsten Häufigkeit
I.	Maximum in W und NW	Frühsommer,	Winter
II.	„ zentral über Europa	Sommer (August)	kältere Jahreszeit
III.	„ in N und NE	Frühjahr (April)	Sommer
IV.	„ E und SE	Winter (Januar)	Sommer
V.	„ S und SW	Sommer (Juli, Aug.)	Frühjahr.

[1]) Der Temperaturunterschied zwischen Dezember 1880 und 1879 war enorm, in Paris + 7.2 gegen — 7.6, in Basel 6.8 gegen — 9.3. Die Temperatur- und Luftdruckverteilung über Europa in diesen extremen Monaten findet man in meinem Atlas der Meteorologie, Tafel IX; auch im Atlas: Bartholomew-Buchan.

[2]) Für den abkühlenden Einfluss der Winde zu dieser Jahreszeit giebt Teisserenc de Bort interessante Daten. Wir führen nur einige Mittelwerte an:

Die durchschnittliche Dauer einer Wetterlage ist etwa 3 Tage, die langste Dauer haben im Mittel Typus III N und NE, 3 4 Tage, namentlich im Winter und Fruhling (4 0 Tage), W und NW (I) 3 3 Tage (Sommer 3 6), dann S und SW (V) 2 9 (Winter 3 7), E und SE 2·4, Zentral 2 1 Dabei haben trotzdem in den einzelnen Fallen die zentralen Barometermaxima uber Mitteleuropa im Herbst und Winter oft eine sehr lange Dauer (mit Einschluss kleiner Verlagerungen) bis zu 3 Wochen und daruber

Auf die Wetterlage S und SW folgt in allen Jahreszeiten meist W und NW, nur im Sommer und Spatfruhling die zentrale Lage, auch noch im September

Der Wetterlage E und SE folgt das ganze Jahr hindurch in den meisten Fallen S und SW, nur im April W und NW

Die Wetterlage N und NE geht meistens der Lage E und SE voraus in der kalteren Jahreszeit, aber im Mai und Juni folgt ihr am haufigsten W und NW, vom Juli bis September S und SW

Die Wetterlage W und NW wird im Winter und Fruhjahr am haufigsten abgelost durch S und SW oder durch N und NE, im Sommer und Herbst folgt ihr die zentrale Lage Letztere geht im Winter und Herbst gewohnlich in E und SE, in Sommer in S und SW uber

Den Witterungscharakter bei den einzelnen Wetterlagen haben am eingehendsten beschrieben Abercromby und van Bebber [1])

V. Beziehungen zwischen dem Witterungscharakter verschiedener Teile der Erdoberfläche.

A Beziehungen zwischen der Temperatur des europaischen Nordmeeres (oder des Golfstromes) und der Temperatur von Nord- und Mitteleuropa.

Die wichtige Rolle, welche die Rinne niedrigen Luftdruckes im Sudwesten von Island und von da gegen das Eismeer hinauf, den nordostlichen Zweig des Golfstromes begleitend, bei der Erwarmung von Nordeuropa im Winter spielt, ist von Kapt Hoffmeyer nachgewiesen und schon oben erortert worden Dass dieser niedrige Luftdruck im Zusammenhange steht mit der abnormen Warme des europaischen Nordmeeres im Winter, kann keinem Zweifel unterliegen; die positiven Temperaturanomalien sind uberall von negativen Anomalien des Luftdruckes begleitet, der grossten Warmeanomalie (siehe das Kartchen der Isanomalen des Januar) entspricht auch der niedrigste Luftdruck unter gleichem Parallel, die warme Driftstromung des Nordatlantischen Ozeans. die nordostliche Erstreckung des Golfstromes, verdankt den kräftigen SW-Winden ihre weite Ausbreitung nach NE hin Die SW-Winde wurden, obgleich weniger konstant und kraftig, auch ohne Golfstrom vorhanden sein, weil das Meer in diesen Breiten im Winter stets warmer ist als die einschliessenden Kontinente, also der Sitz einer Barometerdepression wird, die auf ihrer rechten Seite (nordliche Halbkugel) sudliche und sudwestliche Winde hat

9 bis 12 März 1880 Temperaturzunahme 8—2h 14 7°, Abnahme 2—8h p 8 4°, Windstärke 0 (Kalme)
21 bis 23 März 1880 „ 8—2h 8 1°, „ 2—8h p 4 5°, „ 3—4 (lebhaft)

Die Starke der Sonnenstrahlung bei trockener Luft ist schon sehr gross

[1]) R Abercromby, On certain types of British Weather Quart Journ Met Soc IX Auch die Wiederkehr gewisser Typen zu gewissen Jahreszeiten und ihr Einfluss auf den Verlauf der jährlichen Temperaturkurve wird kurz erörtert S 20 — W J van Bebber, Die Beurteilung des Wetters auf mehrere Tage voraus Stuttgart 1896 — Derselbe Wissenschaftliche Grundlage einer Wettervorhersage auf mehrere Tage voraus Archiv der Deutschen Seewarte. XXII Hamburg 1899 — Man s auch Die Isobarentypen des Nordatlantischen Ozeans und Westeuropas, ihre Beziehungen zur Lage und Bewegung der Barometermaxima und Minima Von W J van Bebber und Wl Köppen Archiv XVIII 1895 Nr 4

Der Nordatlantische Ozean wird aber in mittleren Breiten von einer besonders warmen und kräftigen Meeresströmung, dem Golf- und Antillenstrom, mit warmem Wasser überdeckt. Die West- und SW-Winde der nördlichen Barometerdepression treiben das warme Wasser nach Norden und Nordosten, wodurch die Wärmeanomalie erhöht, die Depression und damit auch die SW-Winde verstärkt werden. Dadurch wird die warme Drift nach NE hin, die nördliche Erstreckung des Golfstromes, wie man diese oberflächliche Driftströmung kurz nennt, weiter verstärkt und damit auch Temperaturanomalie und Barometerdepression. Man sieht also, dass sich Temperaturanomalie, Barometerdepression und warme Driftströmung gegenseitig fördern und diesem Umstande und der günstigen Küstengestaltung Nordeuropas verdankt die eingangs erwähnte Rinne niedrigen Luftdruckes ihre Entstehung.

Man ist daher auch berechtigt anzunehmen, dass eine höhere Wärme und weitere Erstreckung der Golfstromdrift auf die Vertiefung, Ausbreitung und Beständigkeit der auf das Klima Nordeuropas so einflussreichen Barometerdepression im Westen der norwegischen Küste einen wesentlichen Einfluss haben muss. Die höhere Wärme der Golfstromdrift kann ihrerseits einer kräftigeren Entwicklung und höheren Temperatur der Golf- und Antillenströmung ihren Ursprung verdanken, durch welche der mittlere Teil des Nordatlantischen Ozeans von besonders warmem Wasser in grösserer Ausdehnung überdeckt wird. Dies verstärkt die SW-Winde und diese treiben das warme Wasser weiter nach Norden hinauf, wo sich dann das erörterte System gegenseitiger Steigerung der Wirkungen weiter entwickelt. Dass der Golfstrom in mittleren Breiten erheblich in Mächtigkeit und Temperatur schwanken kann, ist schon früher beobachtet und diese Thatsache von Sabine auch speziell zur Erklärung warmer europäischer Winter herbeigezogen worden. Damals dachte man allerdings noch an eine direkte Wirkung des warmen Wassers auf die Lufttemperatur von Nordwesteuropa (für die Westküsten der britischen Inseln muss dieselbe auch zugestanden werden), während man jetzt weiss, dass die Mitteilung der ozeanischen Wärme landeinwärts durch die West- und SW-Winde vermittelt wird, diese aber von einer Verstärkung und entsprechenden Verlagerung der Barometerdepression über dem abnorm erwärmten Nordatlantischen Ozean abhängig sind.

Bestimmtere Nachweise dafür, dass die Golfstromdrift oder die Temperatur des nordeuropäischen Meeres grösseren Schwankungen von Jahr zu Jahr unterliegt, hat erst O. Pettersson geliefert. Er zeigt, dass die Temperaturabweichungen des Nordmeeres meist lange Zeit in gleichem Sinne andauern.[1])

Er hat auch zugleich die Beziehungen dieser Schwankungen zu den Schwankungen der Lufttemperatur in Skandinavien untersucht und einen auffallenden Parallelismus zwischen beiden gefunden. Die Schwankungen der Meerestemperatur selbst sind gering, die entsprechenden Schwankungen der Lufttemperatur über dem Lande viel grösser, was unschwer einzusehen ist. Besonders in den ersten Monaten des Jahres und im Frühlinge tritt der Einfluss der Variationen der Meerestemperatur auf die gleichsinnigen Variationen der Lufttemperatur in NW-Europa am deutlichsten hervor.[2])

Im Jahre 1888 war der westliche Zweig des Golfstromes (der Irmingerstrom)

---

[1]) Meinardus fand später, dass zu Thorshavn häufig das gleiche Vorzeichen der Temperaturabweichung des Wassers 12 Monate erhalten bleibt, meist vom November bis Oktober des nächsten Jahres in einem Falle blieb vom November 1888 bis Mai 1890 die Golfstromtemperatur höher als im Vorjahre.

[2]) O. Pettersson, Über die Beziehungen zwischen hydrographischen und meteorologischen Phänomenen. Met. Z. B. XXXI. 1896. S. 285.

beträchtlich wärmer als sonst, der östliche (europäische) Zweig dagegen bedeutend unter dem Normale, umgekehrt verhielt es sich im Jahre 1890. Die Lufttemperatur in NW-Europa war 1888 kühl[1]), dagegen der Winter 1890 mild. Die Winter 1881 und 1882 bilden einen ähnlichen Gegensatz. Die mittlere Abweichung der Meerestemperatur (Papay, Faroer, Ona) Januar und Februar war 1881 — 1·7°, Januar und Februar 1882 aber + 0·9. Die mittlere Abweichung der Lufttemperatur betrug gleichzeitig:

	Europäisch Nordmeer	Schweden	Dänemark	Norddeutsches Tiefland	Mitteldeutsches Hügelland	West-Grönland
1881	—1·7	—3·5	—2·0	—1·2	—0·3	3·2
1882	0·9	4·2	2·6	1·9	1·2	—3·5

Im Winter 1881 gab es kein isländisches Barometerminimum, das Minimum (nur 750 mm) lag weit im Süden unter 50° nördl. Br. und hoher Druck über Ostgrönland; im Winter 1882 dagegen war das isländische Minimum vertieft (745 mm) und niedriger Luftdruck bedeckte den Norden Europas [2])

Man ersieht aus diesen Zahlen, dass sich der Einfluss der Abweichungen der Meerestemperatur weit nach Mitteleuropa hinein erstreckt, mit abnehmendem Betrage. Auf der Westseite des Atlantischen Ozeans ist der Einfluss der entgegengesetzte.

Den Nachweis der Erstreckung des Einflusses der Schwankungen der Meerestemperatur auch auf Mitteleuropa verdankt man Meinardus [3])

Einige der wichtigsten Sätze, zu welchen Meinardus gelangte, sind: Einer hohen (niedrigen) Temperatur des Golfstromes an der norwegischen Küste im Vorwinter (November bis Januar) folgt gewöhnlich eine hohe (niedrige) Temperatur in Mitteleuropa im Nachwinter (Februar bis März) und im Vorfrühling (März bis April).

Je grösser die Luftdruckdifferenzen zwischen Dänemark und Island im Zeitraume September (oder November) bis Januar sind, um so höher ist die Temperatur des Golfstromes an der norwegischen Küste im gleichen Zeitraum (November bis Januar), um so höher ist ferner die Lufttemperatur in Mitteleuropa in dem darauf folgenden Zeitraum (Februar bis April). Diese Luftdruckdifferenz steht aber nur in einer losen Beziehung dieser Art zu der gleichzeitigen und in gar keiner Beziehung zu der Temperatur Mitteleuropas im Mai und Juni.

Meinardus findet, dass man viel sicherer als den Sinn der Temperaturabweichung die Abweichung der Temperatur gegen die gleiche Periode des Vorjahres aus den entsprechenden Änderungen der Temperatur des Nordmeeres voraus bestimmen könne.

Ein befremdliches Beobachtungsergebnis ist hier zu erwähnen, das allerdings bei weitem noch nicht genügend festgestellt ist. Woeikoff hat zuerst auf den entgegengesetzten Charakter der „paaren und unpaaren Winter" in Nordrussland aufmerksam gemacht[4]), und Pettersson findet den Grund in einer gleichsinnigen Änderung

---

[1]) Harding, Prolonged spell of cold weather from September 1887 to Oktober 1888. Quart. Journ. Met. Soc. XIV. pag. 270. XV. pag. 17.

[2]) Man s. die Luftdruckkarten dieser Winter bei W. Meinardus, Der Zusammenhang des Winterklimas in Mittel- und Nordwesteuropa mit dem Golfstrom. Zeitschrift der Gesellschaft f. Erdk. Berlin. XXXIII. 1898.

[3]) Meinardus, Über einige meteorologische Beziehungen zwischen dem Nordatlantischen Ozean und Europa im Winterhalbjahr. Met. Z. 1898. S. 85 etc.

[4]) Woeikoff, Met. Z. XXX. 1895. S. 77. Die Schneedecke in paaren und unpaaren Wintern.

der Meerestemperatur, während Meinardus den gleichen Unterschied im Verlauf der Isobaren in fünf geraden und fünf ungeraden Jahren aufzeigt.[1])

Lesshaft sieht den verschiedenen Charakter der paaren und unpaaren Winter als bewiesen an und findet damit übereinstimmend, dass in paaren Wintern, wo die Temperatur des Nordmeeres steigt, der allgemeine Gang der Luftzirkulation so beschaffen ist, dass die nach SE aus dem Norwegischen und Polarmeere über Russland fortschreitenden Cyklonen den Vorrang erhalten, die Zahl derselben steigt. Diese Cyklonen werden dann überhaupt zahlreicher als jene auf den nach NE gerichteten Zugstrassen.[2])

Eine Erklärung eines solchen regelmässigen Wechsels in der Temperatur des Nordmeeres könnte in folgendem gefunden werden. Je stärker die warme Driftströmung und die sie begleitenden SW-Winde auf der Ostseite der nordatlantischen Barometerdepression entwickelt sind, desto kräftiger werden naturgemäss auch die kalten NW-Winde auf deren Westseite. Diese verstärken den kalten Polarstrom an der Ostküste Grönlands und treiben grössere Massen von Polareis vor sich her. Das kalte Wasser des Polarstromes und das kalte Schmelzwasser des Eises, welches, weil süss über der wärmeren aber salzhaltigeren Golfstromdrift schwimmt, überfluten so die letztere, kühlen das Nordmeer ab und schränken die Golfstromdrift wieder ein. Damit wird die Barometerdepression des nächsten Winters abgeschwächt, und damit auch das System der sie begleitenden Winde. Nordeuropa wird wieder kälter. Aber zugleich ist auch die Rückseite der Depression abgeschwächt, damit die Polarströmung, und es kann wieder ein stärkerer Vorstoss der Golfstromdrift eintreten. Doch erscheint es recht unwahrscheinlich, dass der Wechsel sich so rasch Jahr auf Jahr vollzieht. Der Gegenstand bedarf jedenfalls noch eingehender Untersuchung. So viel aber ist sicher, dass eine regelmässige Konstatierung der Temperaturverhältnisse des Nordatlantischen Ozeans und der wechselnden Ausbreitung und Intensität der Golfstromdrift, wie selbe von Pettersson (Stockholm) und Dickson (Oxford) angeregt worden ist, von grösster theoretischer und praktischer Wichtigkeit ist.[3])

---

[1]) Met. Z. 1898. S. 99 etc. und Meinardus, l. c.

	I. Gerade Jahrgänge					II. Ungerade Jahrgänge					Mittel	
	1874	1876	1878	1880	1882	1875	1877	1879	1881	1883	I	II
1. Luftdruckdiff.	12.4	13.6	13.7	18.3	23.8	6.1	10.8	—1.8	1.0	10.5	16.3	5.3
2. Wassertemperat.	—	6.8	7.2	6.7	7.1	6.3	6.0	6.6	5.9	6.7	7.0	6.5
3. Lufttemp. Berlin	7.7	7.5	7.4	7.5	8.1	4.8	5.1	4.6	4.4	2.7	7.6	4.3

1. Luftdruckdifferenzen: Kopenhagen-Stykkisholm (Island), November bis Januar.

2. Wassertemperatur: Norwegische Küste, November bis Januar. Die Luftdruckdifferenz ist das Mass für die Entwicklung des isländischen Barometerminimums.

3. Lufttemperatur zu Berlin im März und April (normal 6.0°).

Die drei Differenzen gehen parallel, wie man sieht.

Die auf 1884 folgenden Jahre zeigen aber den Temperaturwechsel zwischen paaren und unpaaren Jahren nicht mehr. Warm waren, 1884, 1885, 1887, 1890 und 1893, Mittel 6.5; kalt 1886, 1888, 1889, 1891, 1892, Mittel 4.6.

Dagegen bleibt der folgende Satz in der ganzen Periode 1876—1895 aufrecht: Die Luftdruckdifferenzen Kopenhagen-Stykkisholm in dem Zeitraum September bis Januar verhalten sich wie die Lufttemperaturen in Mitteleuropa im Spätwinter und Vorfrühling.

[2]) E. Lesshaft, Der Einfluss der Wärmeschwankungen des Norwegischen Meeres auf die Luftzirkulation in Europa. Met. Z. 1899. S. 539 etc.

[3]) Die Bestimmung des Salzgehaltes lässt die Grenzen des Golfstromwassers ebenso sicher erkennen als die Temperaturmessungen. Deshalb sind auch Salzgehaltsmessungen in das wissenschaftliche Programm aufgenommen worden. Vergl. Research in the North Atlantic. Journ. R. Geogr. Soc. Vol XI. 1898. S. 609. Pettersson zeigt da auch den Zusammenhang des Charakters des Winters 1897/98 mit der voraus-

Hier muss auch der Gegensatz der gleichzeitigen Temperaturanomalien der beiden Seiten des Atlantischen Ozeans, wie er im Winter häufig auftritt, kurz erwähnt werden. Dove hat in seinen klimatologischen Beiträgen diesen Gegensatz an vielen Beispielen erläutert und darauf zurückgeführt, dass, wenn über Europa der „Äquatorialstrom" sehr stark entwickelt ist, zur Kompensation auch der Polarstrom über Nordamerika kräftig auftreten und strenge Kälte bringen muss. Im Sinne unserer jetzigen Anschauungen über die Ursachen der Luftzirkulation sagen wir: wenn die nordatlantische Barometerdepression besonders stark entwickelt ist, so sind nicht nur die warmen SW-Winde, die Westeuropa überfluten, sehr beständig und lebhaft, sondern auch die kalten NW-Winde auf der Rückseite der Barometerdepression über Grönland, Kanada und den Vereinigten Staaten. Ein derartiger Temperaturgegensatz des Winters und oft auch des Frühlings zwischen den beiden atlantischen Ufern ist deshalb in der Natur der Sache begründet, braucht aber nicht immer einzutreten, da die Bedingungen, von denen strenge und milde Wintertemperaturen abhängen, nicht immer die gleichen sind, wie wir früher gesehen haben.

Der Gegensatz erstreckt sich sogar auf die Temperaturabweichungen ganzer Jahre. So waren z. B. die kältesten Jahre in Wien warme Jahre in Jakobshavn an der Westküste von Grönland.

Gleichzeitige Abweichungen der Temperatur zu Wien und Jakobshavn

Jahr	1840	1847	1858	1864	1870	1871	1879	1881	1888
Wien	—1 4	—0 8	—0 9	—1 6	—1 0	—1 5	—1 2	—1 0	—0 8
Jakobshavn	0 4	2 7	0 2	0 7	0 1	1 1	0 8	1 3	0 6

Durchgängig entsprechen somit den kältesten Jahren in Wien warme Jahre in Jakobshavn. Bei den wärmsten Jahren in Wien tritt der Gegensatz nicht in gleicher Weise hervor. Doch war in 6 Fällen von 9 Jakobshavn zu kalt, wenn Wien zu warm war. Von 42 Wintertemperaturen hatten 27, also 64 Proz., entgegengesetzte Temperaturabweichungen.[1])

Von besonderem Interesse ist die Beständigkeit gleichsinniger Temperaturabweichungen an dem einen Orte, die mit entgegengesetzten aber ebenfalls gleichsinnigen Abweichungen an dem anderen Orte zeitlich zusammenfallen.[2])

B. Beziehungen zwischen dem Witterungscharakter weit voneinander entlegener Teile der Erdoberfläche. Auf gewisse Beziehungen, welche zwischen dem Temperatur- und Witterungscharakter niedriger und höherer Breiten aus theoretischen Gründen erwartet werden dürfen, habe ich schon 1879 aufmerksam gemacht.[3]) Bald darauf hat H. Blanford in der That gefunden, dass zwischen

---

gegangenen Temperaturverteilung des Nordmeeres und der Luftdruckverteilung über Europa im Dezember 1897 und Januar 1898. Ausführlicher in der Geogr. Zeitschrift Ymer 1898. Heft 2. S. 4. Kärtchen der Golfstromarea August 1896 und April 1897. Charakteristischer Gegensatz.

[1]) Hann, Zur Witterungsgeschichte von Nordgrönland (Westküste). Met. Z. 1890. S. 109. In den Jahren 1860—1862 folgten sich in Grönland drei sehr warme Winter, in Wien waren dieselben zu kalt, 1866—1869 hatte Grönland 4 kalte, Wien 4 warme Winter, 1870—1872 Grönland 3 sehr warme Winter, in Wien waren alle 3 zu kalt, 1882—1884 hatte Jakobshavn 3 zu kalte Winter, Wien 3 zu warme etc. Man s. auch Nature Vol 50. S. 571. Some temp. Variations in France and Greenland.

[2]) Man s. Dove, Klimatologische Beiträge. II. Berlin 1869. S. 235. Gleichzeitige Abweichungen der Temperatur an verschiedenen Stellen der Erdoberfläche. Im Auszuge in Zeitschrift f. Met. B. V. S. 322, 359. Ferner: Darstellung ungewöhnlicher Winter durch thermische Isametralen (Linien gleicher Abweichung der Monatstemperatur) in Dove, „Monats- und Jahresisothermen in Polarprojektion" Berlin 1864.

Sehr auffallend war der Temperaturgegensatz zwischen Europa und den Vereinigten Staaten in dem strengen Winter 1829/30.

[3]) Hann, Zeitschrift f. Met. B. XIV. 1879. S. 41 u. B. XV. S. 158 etc.

den Abweichungen des Luftdruckes über dem indomalayischen Gebiet und jenen über dem asiatischen Russland (Sibirien) eine Kompensation zu bestehen scheint.[1])

Höhere Wärme und höherer Wasserdampfgehalt der Luft über Südasien mag ein ungewöhnliches Abfliessen der Luft in der Höhe gegen Nordasien zur Folge haben und dort den Druck steigern, namentlich im Winter. Die winterliche Anticyklone über Sibirien kann auf diese Weise an Intensität zunehmen. Höhere Wärme über der indomalayischen Region vermag derart vielleicht die Winterkälte über Sibirien zu steigern und die Niederschläge daselbst zu vermindern. Das Umgekehrte kann stattfinden, wenn Südasien eine ungewöhnlich niedrige Temperatur hat. Der Luftdruck über Sibirien nimmt ab und die Barometerdepressionen des Atlantischen Ozeans und des Eismeeres können in ungewöhnlichem Masse Westsibirien durchziehen. Als letzte Ursache davon könnte man eine periodisch gesteigerte oder verminderte Intensität der Sonnenstrahlung ansehen, welche hauptsächlich in den niedrigen Breiten sich wirksam zeigen müsste. So würde selbst die scheinbar paradoxe Annahme gestattet sein, dass eine Temperaturzunahme im asiatischen Tropengebiet die Winterkälte Sibiriens steigern könnte. Die gegenseitige Einflussnahme des Witterungscharakters sehr entlegener Teile der Erdoberfläche aufeinander nimmt derart kompliziertere und weniger einfache Formen an, als man gewöhnlich vorauszusetzen geneigt ist.

Da der mittlere Luftdruck auf der Erdoberfläche als konstant betrachtet werden muss, so ist es klar, dass die Abweichungen an dem einen Orte durch solche im entgegengesetzten Sinne an einem anderen Orte wieder kompensiert werden müssen. Eine derartige Kompensation haben wir soeben kennen gelernt. H. Hildebrandsson hat ferner gezeigt, dass auch zwischen dem isländischen Barometerminimum und dem Maximum bei den Azoren eine derartige Ausgleichung besteht. Eine Verstärkung der Intensität des subtropischen atlantischen Barometermaximums geht parallel mit einer Vertiefung des Barometerminimums im Südwesten von Island, und umgekehrt. Dagegen scheint meist eine Übereinstimmung zu bestehen zwischen den Abweichungen der Luftdruckmittel über dem Atlantischen Ozean und Westsibirien. Im allgemeinen erstrecken sich die Abweichungen der Luftdruckmittel meist über sehr grosse Teile der Erdoberfläche in gleichem Sinne.[2])

Die Luftdruckabweichungen sind aber auch mit Anomalien des Witterungscharakters verbunden, namentlich in Bezug auf Temperatur und Niederschläge. Hildebrandsson hat die gleichzeitigen Anomalien der letzteren auf der Erdoberfläche untersucht und dabei ganz überraschende Kompensationen und Übereinstimmungen in sehr entlegenen Teilen der Erde gefunden, welche zum Teil allerdings noch einer Bestätigung durch längere Beobachtungsreihen bedürfen. Er fand einen Gegensatz der Abweichungen zwischen den Azoren und Island, wie zu erwarten, ebenso einen Gegensatz im Verhalten der Winterniederschläge in Westsibirien und der darauf folgenden Monsunregen Ostindiens. Ganz Mittelasien bis gegen den Himalaya gehört im Winter in Bezug auf Anomalien dem gleichen Niederschlagsgebiete an. Ob wirklich zwischen den Winterregen von Britisch-Columbien (westl. Nordamerika) und den Herbstregen der Azoren eine Beziehung besteht, muss wohl noch dahingestellt bleiben, so auch einige ähnliche, in kausaler Hinsicht zu nächst noch unbegreifliche Übereinstimmungen, Gegensätze und Aufeinanderfolgen.

---

[1]) H. F. Blanford, Über eine Kompensation in den Variationen des mittleren Luftdruckes während eines Sonnenfleckencyklus zwischen Indien und Russland. Nature. Vol 21. March 18. 1880. Zeitschrift f. Met. XV. 1880. S. 153.

[2]) H. H. Hildebrandsson, Quelques recherches sur les centres d'action de l'atmosphère. K. Svenska Vetensk.-Akad. Hand. B. 29. Nr. 3. Stockholm 1897 u. II. la pluie. B. 32. Nr. 4. 1899.

VI. Mehrjährige Perioden der Witterung und cyklische Änderungen des Klimas.

In den vorausgegangenen Abschnitten wurde mehrfach gezeigt, dass fortschreitende Änderungen der Temperatur, der Regenmengen und Windverhältnisse nicht nachgewiesen werden können, dass vielmehr, soweit die Aufzeichnungen meteorologischer Elemente in frühere Jahrhunderte zurückreichen, die Mittelwerte dieser meteorologischen Elemente aus längeren Zeiträumen als konstant betrachtet werden dürfen. Auch historische Zeugnisse, die viel weiter zurückreichen, gestatten keine Schlüsse auf dauernde Abänderungen des Klimas grösserer Länderflächen. Anders verhält es sich freilich, wenn man weiter in der Erdgeschichte zurückgeht und geologische Perioden in Betracht zieht.[1])

Das Fehlen von im gleichen Sinne fortschreitenden Änderungen schliesst aber nicht aus, dass cyklische Änderungen der meteorologischen Elemente, vieljährige Witterungsperioden, vorhanden sein können. Nimmt man die Mittelwerte der meteorologischen Elemente aus solchen ganzen Perioden, so werden dieselben konstant sein, trifft man bei der Berechnung derselben die volle Periodenlänge oder ein Vielfaches derselben nicht, so werden sich in den langjährigen Mitteln mehr oder minder hervortretende Unterschiede ergeben müssen. Dieselben können zur Entdeckung der Perioden führen, es ist aber sehr schwer, die wahre Länge der Perioden aufzufinden, wenn die Amplitude der Variation des meteorologischen Elementes innerhalb der Periode nicht sehr gross ist, weil so manche andere Einflüsse vorhanden sind, welche der Ableitung richtiger Mittelwerte aus langjährigen Zeiträumen im Wege stehen. Es ist bisher nicht gelungen, bei irgend einem meteorologischen Elemente eine cyklische Variation von erheblicher Amplitude sicher festzustellen.

Bei dem Aufsuchen von meteorologischen Perioden kann man entweder von theoretischen Überlegungen ausgehen, indem man physikalische Gründe für das Bestehen einer Periode von bestimmter Länge hat, oder man kann auf rein empirischer Grundlage ohne vorgefasste Annahme einer Periode von bestimmter Länge letztere rein aus der zeitlichen Folge der Variationen des meteorologischen Elementes festzustellen sich bemühen. Ein Beispiel ersterer Methode bieten die zahllosen Versuche, den Einfluss der Sonnenfleckenperiode auf die meteorologischen Elemente zu bestimmen. Ein Beispiel für die zweite Methode bieten die Brücknerschen 35jährigen „Klimaschwankungen“. Nur diese beiden Versuche einer Konstatierung mehrjähriger Witterungsperioden können hier ganz kurz behandelt werden.

Nachdem man den ganz bestimmten und massgebenden Einfluss der 10—11-jährigen Sonnenfleckenperiode auf die Variationen der magnetischen Elemente erkannt hatte, lag es nahe, zu versuchen, ob derselbe sich nicht auch auf die meteorologischen Elemente in ähnlicher Weise erstrecke. Aber erst nach dem Jahre 1870 etwa sind die bezüglichen Untersuchungen von mehreren Seiten und mit grösserem Eifer aufgenommen worden, wozu namentlich Meldrum auf Mauritius und dann die indischen Meteorologen mit dem vermuteten Zusammenhang der periodischen Wiederkehr von Hungersnot in Indien den Anstoss gegeben haben.[2])

---

1) Man s. z. B. Handbuch der Klimatologie B. I. S. 362 etc.

2) Die Litteratur über diesen Gegenstand und die wichtigsten Ergebnisse der bezüglichen Untersuchungen findet man bei Fritz, Die Beziehungen der Sonnenflecken zu den magnetischen und meteorologischen Erscheinungen der Erde. Haarlem 1878. Derselbe. Die wichtigsten periodischen Erscheinungen der Meteorologie und Kosmologie. Leipzig 1893. — Hahn, Über die Beziehungen der Sonnenfleckenperiode zu den meteorologischen Erscheinungen. Leipzig 1877.

Ch. Meldrum, Direktor des meteorologischen Observatoriums auf Mauritius, hat zuerst die Periodizität der Cyklonen und der Niederschläge in ihrer Verbindung mit der Sonnenfleckenperiode proklamiert und zu allgemeinerer Anerkennung gebracht.[1])

Die tropischen Cyklonen erreichen hiernach das Maximum ihrer Häufigkeit in den Jahren der Maxima der Sonnenstrahlen, sie nehmen an Häufigkeit ab, wenn die Sonnenfleckenfrequenz kleiner wird. Poey hat dies für die westindischen Cyklonen bestätigt gefunden. Gestützt auf die von Lockyer, Symons und Jelinek gesammelten Tabellen über die Jahresmengen der Niederschläge auf der Erdoberfläche glaubt Meldrum ferner konstatieren zu können, dass, wenige Ausnahmen abgerechnet, mehr Regen in den Maximum- als in den Minimum-Jahren der Sonnenflecken fällt. Hill fand dies für die Sommermonsunregen Indiens bestätigt, indem sich ein Überschuss des Regenfalles in der ersten Hälfte des Cyklus nach dem Sonnenfleckenmaximum herauszustellen scheint, der Gang der Variation selbst schliesst sich aber der Sonnenfleckenkurve nicht an. Die Winterregen Nordindiens befolgen aber bemerkenswerter Weise den umgekehrten Gang. Das Maximum der Winterregen scheint im Mittel mehr als im Jahr vor dem Minimum der Sonnenflecken einzutreten, während das Minimum des Winterregenfalles dem Maximum der Sonnenflecken folgt oder mit ihm zusammenfällt.[2])

So vielfältig die Bemühungen waren, einen Zusammenhang der Variationen des Regenfalles mit jenen der Häufigkeit der Sonnenflecken aufzufinden, ist es doch nicht gelungen, denselben über allen Zweifel zu erheben. Namentlich gestatten die Ergebnisse keine Schlüsse auf das Eintreten trockener und nasser Jahrgänge auf Grund der Sonnenfleckenperiode. Selbst ein so warmer Anhänger der Ansichten Meldrums wie H. F. Blanford musste schliesslich gestehen, dass die Ergebnisse der Regenmessungen in Indien die Abhängigkeit der Regenmengen von den Sonnenflecken nicht bestimmt erkennen lassen.[2]) In den aussertropischen Gegenden ist aber diese Abhängigkeit noch viel schwieriger zu erkennen.

Bestimmter scheint ein Einfluss der Sonnenflecken auf die mittleren Temperaturen hervorzutreten, und es ist W. Köppen gelungen, in den Variationen der Jahresmittel der Temperatur, namentlich im Tropengürtel, aber auch in den gemässigten Breiten die Sonnenfleckenperiode wieder zu finden. Das Maximum der Temperatur tritt ein in den Jahren der Sonnenfleckenminima, umgekehrt sind die Jahre mit grosser Häufigkeit der Sonnenflecken kühle Jahre. Von besonderer Beweiskraft für einen Zusammenhang der Temperatur an der Erdoberfläche mit dem Fleckenzustand der Sonne ist der Umstand, dass die Temperaturkurve (Mittelzahlen für ganze Erdgürtel) der Sonnenfleckenkurve auch in ihren Unregelmässigkeiten folgt. Die Amplitude der Variation ist allerdings nicht erheblich. In dem Tropengürtel ist im Jahre vor dem Sonnenfleckenminimum die Temperatur um 0·41° höher, zur Zeit des Fleckenmaximums selbst um 0·32° tiefer als im Mittel, die Schwankung beträgt somit 0·73°; in den aussertropischen Zonen verspätet sich der Eintritt der Temperaturextreme: Temperaturabweichung 2 Jahre nach dem Minimum + 0·25, 1 Jahr nach dem Maximum der Flecken — 0·28°, Amplitude 0·53°. Es muss aber hierzu bemerkt werden, dass es längere Perioden giebt, in denen der Einfluss der Sonnenflecken auf die Temperatur kaum hervortritt oder gar nicht zu

---

[1]) Ch. Meldrum, British Association Brighton 1872 and Bradford Sept. 1873. Referat s. Zeitschrift f. Met. 1874. S. 373.

[2]) S. A. Hill, Variations of Rainfall in Northern India. Indian Met. Memoirs. Vol I. Nr. VII.

[3]) H. F. Blanford, Climates of India. London 1889. S. 80.

erkennen ist[1]) (1815—1854 gut ausgepragt, grosse Storungen 1792—1815 und 1854—1866)

Es muss hier darauf verzichtet werden, auf die zahlreichen Arbeiten einzugehen, welche die Beziehungen der Temperatur des Jahres oder der extremen Jahreszeiten, der strengen und milden Winter, der Daten des Eisganges der Flusse, der guten und schlechten Weinjahre etc zu den Sonnenflecken zum Gegenstande haben Auch hier muss aber bemerkt werden, dass die Ergebnisse zu Vorausbestimmungen der Witterung keine Grundlagen abgeben

Die Brucknersche 35jahrige Klimaperiode stutzt sich auf die bei sehr verschiedenen meteorologischen Elementen und klimatischen Erscheinungen nachweisbaren ca 35jahrigen cyklischen Anderungen Bruckner hatte zuerst an den Schwankungen des Wasserspiegels des Kaspischen Meeres eine Periode von nahe 35 Jahren entdeckt und dieselbe bei anderen abflusslosen Seen bestatigt gefunden Dies fuhrte naturgemass zu der Untersuchung der Schwankungen des Regenfalles, welche gleichfalls eine Periode von 35 Jahren andeuteten Dieselbe wurde dann auch bei den Mitteltemperaturen wieder gefunden Eine weitere Stutze fur diese Periode lieferten die viel weiter zuruckreichenden und von manchen Storungen der direkten Temperaturablesungen freien Daten uber den Eisgang der Flusse und uber die Zeiten der Weinernte E. Richter hat ferner in den Zeiten des Vorruckens und des Ruckganges der Alpengletscher ebenfalls eine Periode von nahezu 35 Jahren konstatiert. Die Annahme, dass innerhalb 35 Jahren regenreiche und zugleich kuhle mit trockenen und warmen Jahrgangen abwechseln, so dass man durchschnittlich nach Ablauf von 35 Jahren wieder einen mit dem eben herrschenden gleichen Witterungscharakter erwarten darf, erscheint also nach den Erfahrungen auf sehr verschiedenen Gebieten berechtigt Welche Ursachen diese 35 jahrige Periode haben mag, ist noch fraglich Wm Lockyer glaubt aber auch eine 35jahrige Periode in den Sonnenflecken nachweisen zu konnen Nach Bruckner waren:

warm	1746—1755	1791—1805	1821—1835	1851—1870	—
trocken	1756—1770	1781—1805	1826—1840	1856—1870	—
kalt	1731—1745	1756—1790	1806—1820	1836—1850	1871—1885
nass	1736—1755	1771—1780	1806—1825	1841—1855	1871—1885

In Bezug auf Details und auf die Erklärung der Ausnahmegebiete und die Ursachen derselben mussen wir auf das Werk von Brückner selbst verweisen[2])

Sechstes Kapitel

Atmosphärische Störungen, bei denen elektrische Erscheinungen als kennzeichnend auftreten.

Das Gewitter.

Einleitung Die mit sichtbaren und horbaren elektrischen Entladungen verbundenen Kondensationsvorgange des atmospharischen Wasserdampfes nennen wir Gewitter Das Auftreten von Blitz und Donner (zuweilen Blitz allein) gehort

[1]) Wl Koppen, Über mehrjährige Perioden der Witterung Zeitschrift f Met. B. VIII. 1873 S 241 bis 248 und S 257—268, B XV 1880 S 279 und B XVI 1881 S 148 u. 149

[2]) E Brückner, Klimaschwankungen Wien 1890, Holzel. Hann, Handbuch der Klimatologie B I. S 362 Klimaanderungen — R C Russel glaubt eine 19jährige Periode der Witterung annehmen zu müssen. Periodicity of good and bad Seasons R. Soc N S Wales 1896

wesentlich zum Begriffe eines Gewitters, noch nie hat man aber diese Erscheinungen ohne die Begleiterscheinung von Regen (Schnee) oder wenigstens von Wolken beobachtet. Was hier Begleiterscheinung genannt wurde, ist in der That wahrscheinlich die primäre Erscheinung. Das Auftreten grosser elektrischer Spannungen, die zu Entladungen in Form von Blitzen führen, ist an die Kondensation des Wasserdampfes oder an die Produkte derselben gebunden.

Man ist übereingekommen, nur dann ein Gewitter zu notieren, wenn der Donner gehört wird, die Blitze werden ja bei Tage häufig nicht gesehen. Entfernte Gewitter, von welchen zwar die Blitze oder deren Reflexe gesehen werden, der Donner aber nicht mehr gehört werden kann, werden als „Wetterleuchten“ notiert. Diese Erscheinung kann natürlich nur bei Dunkelheit gesehen werden. Handelt es sich um die Feststellung des täglichen und jährlichen Ganges der Gewitterhäufigkeit, so dürfen schon deshalb nur die Erscheinungen mit hörbarem Donner berücksichtigt werden. Zudem ist der Umkreis, in welchem (bei Dunkelheit) die Blitze eines Gewitters gesehen werden, sehr viel grösser als die Hörweite des Donners, so dass am Abende auch aus diesem Grunde viel mehr (entfernte) Gewitter zur Beobachtung kommen, als bei hellem Tageslicht. Deshalb sind selbst deutlich sichtbare entfernte Blitze ohne Donner nicht als Gewitter zu notieren.

Unter Wetterleuchten im engeren Sinne versteht man allerdings meist nur jene Erscheinungen, bei welchen der Sitz der elektrischen Entladungen, die Gewitterwolken, weder direkt, noch durch den Reflex der Blitze vermittelt bemerkt werden können. Deshalb ist das Wetterleuchten auch vielfach als eine besondere elektrische Erscheinung aufgefasst worden (im Volksmund heisst es „der Himmel kühlt ab“, éclairs de chaleur).

I. Die Erscheinungen bei Gewittern.

A. Der Blitz. Der Blitz ist ein elektrischer Funke im grossen Massstabe. Bestimmt hat dies zuerst ausgesprochen und durch Analogieschlüsse begründet J. H. Winkler in Leipzig (1746). Einen experimentellen Nachweis dafür hat Benj. Franklin (1749) vorgeschlagen, aber zuerst ausgeführt wurde derselbe von Dalibard bei Paris (10. Mai 1752). Dieses Experiment, mittelst hoch angebrachter Spitzen und guter Leiter die Elektrizität der Wolken bis zur Erde herabzuleiten und die Identität der dabei am isolierten Ende auftretenden Entladungen mit dem elektrischen Funken nachzuweisen, wurde dann an vielen Orten in Europa wiederholt. Franklin erfand aber dann eine einfachere Vorrichtung dazu, indem er einen Drachen benützte, um die Elektrizität der Gewitterwolken nachzuweisen (Juni 1752). De Romas in Frankreich kam etwas später (1753) auf den gleichen Gedanken und erhielt dabei (1757) Funken von 9—12 Fuss Länge und 1 Zoll Dicke, die von einem Krachen gleich dem eines Pistolenschusses begleitet waren. An der Identität des elektrischen Funkens der Elektrisiermaschinen mit dem Blitze konnte nicht mehr gezweifelt werden.[1])

Man unterscheidet hauptsächlich, nach dem Vorgange von Arago, folgende Arten von Blitzen:

a. Der gewöhnliche Funkenblitz, Linienblitz, Zickzackblitz, wie man früher sagte. Derselbe ist nur der Grösse nach verschieden von dem Funken aus dem

[1]) Man s. Hellmann, „Neudrucke etc.“ Nr. 11. J. H. Winkler, B. Franklin, T. F. Dalibard und L. G. Le Mounier, Über Luftelektrizität 1746—1753. Berlin 1898. Vermutet wurde die elektrische Natur der Gewitter schon früh im 18. Jahrhundert von Hanksbee und anderen in England. Le Mounier, der Leibarzt Ludwig des XVI., fand zuerst, dass die Luft auch bei Abwesenheit von Gewittern elektrisch ist.

Konduktor einer Elektrisiermaschine und nimmt wie dieser einen geschlangelten Verlauf. Der Blitz ist wohl nie zickzackförmig (Precht will aber das Vorkommen zugestehen, wo plötzliche Widerstände eintreten), wie er früher mit Vorliebe abgebildet worden ist. Die Blitzphotographien haben diese unnatürliche Form nie gezeigt, sie ist ein Truggebilde, durch „Stylisierung“ der Blitzerscheinung von Seite der Zeichner und Maler entstanden, zum Teil vielleicht auch durch perspektive Täuschungen. Der zur Erde herabfahrende Blitz erscheint stets als Funkenblitz, oft mit vielfachen Verästelungen [1]. Unsere Tafel mit der Blitzphotographie des Observatorium zu Sydney zeigt diese den Blitzen eigentümlichen Verästelungen [2].

b. Der Flächenblitz, der aus einem allgemeinen Aufleuchten der Wolken besteht. Derselbe kann ein durch einen Wolkenvorhang gesehener Funkenblitz sein, aber auch selbständig auftreten als eine Entladung der Wolkenelektrizität in Form von Buschellicht oder Glimmlicht, die an der ganzen oder einem grossen Teile der Oberfläche der Wolke zugleich stattfindet.

c. Der Perlenschnurblitz. Diese Erscheinung ist seltener und erst in neuerer Zeit beachtet worden, obgleich sie schon Muncke beschrieben hat (Met. Z. 1893. S. 227). Die ganze Blitzbahn besteht aus einer Aneinanderreihung von Lichtpunkten, so dass der Blitz einer leuchtenden Perlenschnur gleich sieht [3].

d. Der Kugelblitz, die merkwürdigste und rätselhafteste Blitzform. Derselbe besteht aus einer rundlichen, leuchtenden Masse, meist als von Faust- bis Kopfgrösse beschrieben, die sich mit mässiger Geschwindigkeit bewegt, so dass man der Bewegung mit dem Auge leicht folgen kann. Zuweilen verschwinden die Kugelblitze spurlos, zuweilen explodieren sie mit furchtbarem Krachen, teils mit, teils ohne Zerstörungen auf ihrer Bahn. Die Wege, die sie verfolgen, sind oft höchst merkwürdig. Man hat die Kugelblitze vielfach als optische Täuschungen, Nachbilder auf der Netzhaut, erklären wollen, doch liegen so viele gut beglaubigte Berichte über Kugelblitze vor, dass an ihrer realen Existenz nicht gezweifelt werden kann. Eine vollständige Erklärung derselben steht noch aus. F. Lepel versuchte kugelblitzähnliche Erscheinungen mit Influenzmaschinen herzustellen [4].

---

[1] Abercromby, On the Photographs of Lightning Flashes, mit Tafeln. Quart. Journ. R. Met. Soc. XIV. 1888. pag. 226. W. Prinz, Étude de la structure de l'éclair par la photographie. Ciel et Terre. 2. Ser. T. IV. 1888. — Precht, Blitze und Blitzphotographien. Himmel und Erde. B. VII. Jan. 1895. S. 117. Mit guten instruktiven Abbildungen. — Der Blitz hat, wie Kayser sagt, die Gestalt eines Flusssystems auf der Karte, nur ist der Weg der umgekehrte. Blitze folgen gern auf der durch den ersten Blitz erhitzten und gut leitend gemachten Bahn. Die Verzweigungen des Blitzes sind stets von oben nach unten gerichtet. Da sie beim elektrischen Funken vom positiven zum negativen Pol gerichtet sind, ist anzunehmen, dass die Blitze von der positiven Wolke zur negativen Erde gehen. Nach jedem heftigen Schlage folgen mehrere Flächenblitze, die vielleicht durch das ultraviolette Licht des Blitzes ausgelöst werden, das ja negativ geladene Körper rasch entladet. — Ob die photographierten Bandenblitze reell sind, scheint noch fraglich, dass die sogenannten dunklen schwarzen Blitze auf den photographischen Platten nicht reell sind, wurde schon nachgewiesen. (Nature 1898.)

[2] Die Platte war 4 Minuten exponiert. Der Blitz, der in den Hafen einschlägt, ist (soweit die Platte reicht) 470 m lang. Näheres darüber von H. C. Russell in Quarterly Journal R. Met. Soc. Vol. XIX. 1893. pag. 192.

[3] Photographien von Perlschnurblitzen veröffentlichte Riggenbach, Met. Z. XXXII. 1897. S. 62, siehe auch Met. Z. 1893. S. 73. — A. Tissandier, Éclair en chapelet observé au-dessus de Paris. L'Ocean Aérien. S. 153. Diese seltene Form von Blitzen bildet einen Übergang zu den Kugelblitzen.

[4] W. v. Haidinger giebt die Abbildung eines Kugelblitzes (mit eingehender Beschreibung), der am 20. Oktober 1868 in Wien gesehen worden ist. Sitzungsberichte der Wiener Akad. LVIII. Nov. 1868. — Viele Beschreibungen findet man bei Arago, Das Gewitter. Sämtliche Werke etc. 4. S. 42. — S. auch Met. Z. 1888. S. 158, Kugelblitz am Säntis. — An Berichten über Kugelblitze ist in allen meteorologischen Journalen überhaupt kein Mangel. Eine gute Zusammenstellung solcher Berichte und deren Erklärungsversuche findet sich in der Abhandlung von Sauter: Über Kugelblitze. Met. Z. 1895. S. 241—261.

G. Planté hat durch Einleiten eines elektrischen Stromes von hoher Spannung und Dichtigkeit in

Blitzphotographie.

Hann, Lehrbuch d. Meteorologie.

Verlag von Chr. Herm. Tauchnitz, Leipzig.

Sydney, 7. Dezember 1893.
(Nach einer Aufnahme des dortigen Observatoriums).

Max Töpler hat auf Grund seiner Versuche über Entladungserscheinungen eine neue Erklärung der Kugelblitze gegeben. Der gewöhnliche Funkenblitz hinterlässt einen Entladungskanal, in dem für kurze Zeit die Elektrizität leichter sich bewegt als in der Umgebung. Mit dem Blitz selbst ist in den meisten Fällen die Entladung noch nicht abgeschlossen, es finden auf der Blitzbahn Nachentladungen statt. Erfolgt der Elektrizitätsnachfluss sehr gleichmässig, so findet im günstigen Falle eine regelmässige Lichtschichtung, Leuchtmassebildung längs des Entladungskanales statt (Perlenschnurblitze). Bei langdauernden, nahe kontinuierlichen Elektrizitätsflüssen zwischen Wolke und Erde kommt es in dem Entladungskanal zur Bildung einer einzigen Leuchtmasse. Nach ihrer Gestalt wird dieser Entladungsprozess Kugelblitz genannt [1]).

Spektrum und Farbe der Blitze. Dass die Flächenblitze in der That nicht bloss durch unsichtbare Linienblitze erhellte Wolken sind, sondern durch eine andere Form der elektrischen Entladung, durch Büschellicht oder Glimmlicht entstehen, ergiebt sich aus ihrem Spektrum. Kundt hat nachgewiesen, dass nicht alle Blitze dasselbe Spektrum zeigen, sondern teils ein Linienspektrum, teils ein Bandenspektrum (d. i. ein aus breiteren farbigen Streifen oder Banden bestehendes Spektrum). Die Linienblitze oder Funkenblitze geben ein Linienspektrum, die Flächenblitze, ebenso wie das Büschellicht einer Elektrisiermaschine, ein Bandenspektrum [2]).

Die Bandenspektren der Flächenblitze entsprechen dem Spektrum des Stickstoffes, die Spektren der Funkenblitze zeigen neben dem leuchtenden Stickstoff auch noch die Anwesenheit von Wasserstoff und Sauerstoff. Der Blitz ist durch die elektrische Entladung glühend gemachte, leuchtende Luft, die ja zum grossen Teil aus Stickstoff besteht. Der elektrische Funke zersetzt aber auch etwas Wasser und bringt den Wasserstoff zum Leuchten.

Damit ist auch die Farbe des Blitzes gegeben, welche, wenn nicht durch einen Regenschleier abgeschwächt, meist rötlich violett ist. Die Farbe der Blitze in Indien, sagt Dallas, variiert beträchtlich, sie sind zuweilen blau, zuweilen weiss, zuweilen von markanter gelblicher Farbe, oft glänzend weiss, auch goldfarbene violette und grüne Färbungen sind beobachtet worden [3]).

Elster und Geitel fanden, dass die Blitze rötlich gefärbt sind, wenn die Erde die Anode, bläulich, wenn sie die Kathode der elektrischen Entladung bildet. Laboratoriumsversuche stimmen damit überein [4]).

Wasser und Salzlösungen Lichterscheinungen erhalten, welche äusserlich einige Ähnlichkeit mit den Kugelblitzen haben, aber keineswegs gleicher Natur sind und zur Erklärung derselben nicht herbeigezogen werden können (Kollert, Über atmosphärische Elektrizität. Elektrotechnische Zeitschrift X. 1889.) — Planté, Untersuchungen über Elektrizität. Deutsch von Wallentin. Wien 1886. Met. Z. 1886. S. 555. — Leonhard Weber, Über den gegenwärtigen Stand der Kugelblitzfrage. Deutsche Met. Zeitschrift II. 1885. S. 118. — G. Planté, Die elektrischen Erscheinungen der Atmosphäre. Deutsch von J. Wallentin. Halle 1889. Enthält auch viele Beschreibungen von Kugelblitzen. — Fr. Lepel, Über feuchte Funkenröhren und die Gewitterblitze. Met. Z. 1889. S. 216. Lehrreiche Versuche über die Natur der Blitze überhaupt. Die stärksten Blitze sind nach Lepel die hellen (weiss oder blass). Die hellen blassen Blitze sind wahrscheinlich verzögerte Blitze, welche leichter zünden. Die Unterscheidung zwischen kalten und heissen (zündenden) Schlägen ist darin begründet. Die verzögerten Blitze zünden am leichtesten. Rosablitze sind schwache Entladungen. — Fr. Lepel, Über wandernde Funken. Ebenda B. XXV. 1890. S. 297. — N. Hesechus, Met. Z. 1900. S. 382.

[1]) Wied. Annalen. B. 63, S. 109 (1897). B. 66, S. 660 (1898). B. 69, S. 680 (1899), und Drudes Ann. B. 2. 1900. S. 590. Met. Z. XXXV. 1901. S. 543. M. Töpler, Zur Kenntnis der Kugelblitze.

[2]) A. Kundt, Über die Spektren der Blitze. Pogg. Ann. 135. 1868. S. 315. A. Schuster, On spectra of lightning. Phil. Mag. 5. Ser. Vol. 7. 1879. S. 316, wo auch die Litteratur citiert wird. S. auch Zeitschrift f. Met. XIV. 1879. S. 397.

[3]) Dallas, Discussion of thunderstorm observations recorded in 1897. Ind. Met. Mem. Vol. VI. Part VII. Calcutta 1900.

[4]) Sitzungsberichte der Wiener Akad. Cl. Okt. 1892. Über die Konstatierung negativer und positiver Blitze durch ihren Magnetisierungseffekt auf eiserne Leiter siehe Fischer, Pogg. Ann. B. 140. S. 654 und Zeitschrift f. Met. V. S. 612.

Dauer der Blitze. Die elektrischen Entladungen gehen meist zwischen Wolke und Wolke oder zwischen Wolke und Erde vor sich. Erstere haben oft eine merkliche Dauer von einer Sekunde und darüber, während die auf die Erde überschlagenden Linienblitze von so kurzer Dauer sind (kleine Bruchteile einer Sekunde), dass ein von ihrem Licht beleuchteter Kreisel stille zu stehen scheint.[1] Dass Blitze aber oft auch eine merkliche Dauer haben können, geht schon daraus hervor, dass man in ihrem Lichte die Richtung der vom Wind bewegten Zweige der Bäume, oder die Bewegung eines Eisenbahnzuges wahrnehmen kann. Die meisten Blitze sind stark verzögerte Entladungen, wie Funken aus einem geladenen Wassergefäss[2], andere sind wirklich Momentanerscheinungen, wie der Funke einer Leidener Flasche.

Bemerkenswert sind die nach oben, von einer Wolkenoberfläche gegen den reinen Himmel gerichteten Blitze, die schon öfter beobachtet und beschrieben worden sind. Interessante Beobachtungen darüber auf der Schneekoppe teilt E. Reimann mit in Met. Z. 1886 S. 249. W. Brown schildert solche Blitze, die (5. Juli 1884) von einer Cumuluswolke über dem Susquehanah, den Ästen und Zweigen eines dürren Baumes gleichend, nach allen Seiten ausstrahlten, zuweilen direkt vom Gipfel der Wolke nach aufwärts. Ein anderer Beobachter sah bei einem Gewitter über den Gebirgen von Jamaika (November 1885) Blitze aus den Wolken raketenartig nach allen Richtungen in die Höhe steigen, zuweilen mit prismatischen Farben.[3]

Länge der Blitze. Die zur Erde überschlagenden Blitze sind wohl selten länger als 2—3 km. Entladungen gegen die Erde gehen zumeist nur von niedrig stehenden Wolken aus, die niedrig ziehenden Wintergewitter sind ja deshalb besonders gefährlich. A. d'Abbadie hat Blitze gemessen von 7 km Länge und darüber; F. Petit in Toulouse solche von 13—17 km Länge.[4] Frank beobachtete vom Grimming (Berg im Ennsthal) aus einen Blitz, der, längs der Wolkendecke hingleitend, eine Länge von nahe 49 km erreichte.[5]

Struktur der Blitze. Darüber haben die neueren Blitzphotographien manche Belehrung gebracht. Namentlich sind die sogenannten Bandblitze von Interesse. Der Blitz scheint aus einem leuchtenden Band von mehreren Metern Breite (10 m und darüber) zu bestehen. Die Form ist die eines leichten Seidenbandes, das, von hellen senkrechten Fäden durchzogen, im Winde flattert. An der einen Seite ist stets eine besonders helle Linie zu beobachten, die wohl den Anfangsfunken vorstellt, von dem Verästelungen ausgehen.[6]

---

[1]) Dove, Pogg. Ann. B. XXXV. 1835.

[2]) O. N. Rood, Observations on the duration and multiple character of Flashes of Lightning. American Journal of Science. 3. Ser. Vol. V. March 1873. Schon Faraday hat bemerkt, dass Blitze bis zu einer Sekunde dauern können. L. Dufour hatte ein weisses Kreuz auf einer schwarzen Scheibe angebracht, welche 100 Umdrehungen in einer Sekunde machte. Die Beobachtungen bei Blitzen ergaben 1. momentane Blitze, 2. solche, die sich rasch folgten und 3. solche, welche eine gewisse Dauer hatten.

[3]) Nature Jan. 14. 1886. Vol. 33 pag. 245. Reymann, Met. Z. 1886. S. 253 und Kolbenheyer, S. 461.

[4]) F. Petit, Nature. Febr. 10. 1887. pag. 342.

[5]) Frank, Met. Z. XXVII. 1892. S. 308.

[6]) Man nimmt an, dass der Wind dabei eine Rolle spielt, indem er den erhitzten Luftkanal des Anfangsblitzes bei Seite treibt. Die Blitzentladung dauert jedenfalls eine relativ erheblich lange Zeit. Die ein Band von 10 m Breite erzeugenden aufeinanderfolgenden Entladungen können wohl eine halbe Sekunde gedauert haben. Kayser, Annalen der Physik 1884, Trouvelot, Revue d'Astron. populaire 1888, Piltschnikoff, Comptes rendus 1894, Precht, Himmel und Erde 1894, G. Rümker, ebenda 1898. S. 134. Photographie eines Bandblitzes.

Blitzschlage und Blitzgefahr Die Zahl der Blitzschlage (d i die Anzahl der einschlagenden Blitze) pro Gewittertag hat eine jahrliche und eine tagliche Periode.

Leonh Weber fand im Mittel von 5 Jahren (1879—1883) fur Schlewig-Holstein die Zahl der Blitzschlage pro Gewittertag April 1, Mai 4 4, Juni 3 3, Juli 5 1, August 3 7, September 2 6, Oktober 3 9, Jahr 3 9 Die Blitzschlage treten meist erst nach dem Eintreten des Regens ein [1])

Kassner giebt im Mittel von 1864—1889 inkl (anderes Material, andere Methode der Zahlung) als mittlere Zahl der Blitzschlage pro Gewittertag Mai bis Juni 11 4, August 7 2, April, September, Oktober 3 5, Marz 2 7, November bis Februar 1 3, Jahr 9 1

Die tagliche Periode (Prozente der Gesamtzahl pro Stunde)

Tageszeit	4—6h am	6—Mittg	Mittg —6h	6—10h	10—4h am
Prozent	14	18	9 9	5 1	17

Auf die Zeit von Mittag bis 6h p entfallen 59 5 Proz aller Blitzschlage

Birkner hat die tagliche Periode der „Entladungstendenz" berechnet Mittn —6h = 25 Proz, 6—Mittg = 28 Proz, Mittg—6h = 20 Proz, 6—Mittn = 27 Proz Die „Entladungstendenz" [2]) ist am grossten am spaten Abend und am Vormittag

Hellmann erhielt die folgende jahrliche Periode der Blitzschlage in NW-Deutschland [3]).

Jahrliche Periode der Blitzschlage (Schleswig-Holstein 1874—1883) pro Mille

	Marz	April	Mai	Juni	Juli	August	Sept	Okt	Nov	Dez.
Inland	3	44	93	215	**296**	243	69	31	3	3
Ostsee	—	3	93	187	265	**287**	106	56	3	0
Nordsee	—	12	**133**	96	229	**241**	117	**144**	24	4

Die Herbstgewitter der Nordseekuste kommen in dem sekundaren Maximum des Oktober zur Geltung Fur die tagliche Periode findet Hellmann folgende Zahlen·

Tagliche Periode der Blitzschlage in Schleswig-Holstein

	Mittn —3	3—6	6—9	9—Mittg.—3		3—6	6—9	9—Mittn	Summe
Inland und Ostsee	23	9*	13	31	53	**89**	56	40	314
Nordsee	**73**	44	34	27*	28	**46**	42	64	358

An der Nordsee macht sich ein nachtliches Maximum bemerkbar Zu Keitum entfallen auf den Tag 43, auf die Nacht 57 Proz der Blitzschlage, zu Kiel aber resp 75 und 25 Proz

Die Zahl der jahrlich vom Blitz Getoteten ist nicht so unbedeutend, als man gewohnlich glaubt In Steiermark und Karnten werden jährlich durchschnittlich 17 Personen vom Blitz erschlagen (nicht ganz 10 6 pro Million), in Belgien etwa 12·3 (2 1 pro Million), in Schweden 1866—1883 13·7 (3 1 pro Million) In Preussen kommen nach Hellmann 4 4 Todesfalle durch Blitz auf 1 Million Einwohner (1869—1883), in den Vereinigten Staaten etwa 5 (312 pro Jahr 1891 bis 1898), in Frankreich 3 (114 pro Jahr), in England soll kaum 1 Person auf die Million Einwohnerzahl jährlich vom Blitz erschlagen werden [4])

Auf die Ergebnisse der Statistik der Blitzschaden kann hier nicht eingegangen werden. Wir verweisen diesbezuglich namentlich auf die Abhandlungen von Hellmann, Kassner und L Weber [5]) Das oft citierte Ergebnis, dass die Blitzgefahr auf dem Lande mindestens doppelt so gross ist als in Stadten, mag aber erwahnt

---

[1]) Leonh Weber, Deutsche Met Z II 1885 S 418 etc

[2]) Entladungstendenz = Blitzgefahr Zahl der Gewitter = Haufigkeit der Entladungen × Zahl der Stationen Zahl der Gebäude × Zahl der Gewitter Jahrbuch des sächs Met Instituts 1887 Met Z. 1889. Litteraturbericht S 88

[3]) Hellmann, Beiträge zur Statistik der Blitzschlage in Deutschland Zeitschrift des Kgl Preussischen Statistischen Bureaus 1886

[4]) In den Vereinigten Staaten, östlich von den Rocky Mountains, kamen im Mittel von 3 Jahren 1896 bis 1898 Todesfälle durch Blitz pro Million vor bei den im Freien Beschäftigten durchschnittlich 47, bei der nicht stadtischen Bevolkerung uberhaupt 7, insgesamt 6 Fälle Die Blitzgefahrdung der Arbeiter im Freien ist fast achtmal grosser als die der Bevolkerung uberhaupt

[5]) Hellmann, Beiträge zur Statistik der Blitzgefahr in Deutschland Berlin 1886. Kassner und L Weber siehe oben

werden. Es bezieht sich auf die gleiche Anzahl versicherter Gebaude, ist also nicht so zu verstehen, als ob wirklich auf dem Lande die Blitzschlage in gleichem Masse haufiger waren Die Zahl der Blitzschlage wurde aber besser auf die gleiche Flache bezogen werden, um zu einem reellen Vergleich der Blitzgefahr zu gelangen.[1])

W v Bezold hat zuerst auf die Zunahme der Blitzgefahr in den letzten Jahrzehnten aufmerksam gemacht, und der Gegenstand ist seither vielfach behandelt worden, zuletzt wieder von Bezold selbst [2])

Um eine Vorstellung davon zu geben, in welch ausserordentlichem Verhältnis die zur Anzeige gekommenen Blitzschlage in versicherte Gebaude in den letzten Jahren zugenommen haben, entnehmen wir der letzten Abhandlung von Bezold die auf Bayern bezuglichen Daten und zum Vergleich einige korrespondierende fur Wurttemberg Aber auch in Norddeutschland ist genau dasselbe gefunden worden.

Schadenblitze auf die Million versicherter Gebaude pro Jahr.

Zeitraum	1833—1840	1841—1850	1851—1860	1861—1870	1871—1880	1881—1890	1891—1897
Bayern[3])	32 9	27 5	48 8	65 8	93 2	142.1	186 2
Wurttemberg[3])	—	—	—	87 2	97 1	152 5	186 3

Diese Ergebnisse haben berechtigtes Aufsehen erregt Die Zahl der Gewittertage zeigt keine derartige, uberhaupt keine Zunahme, es mussten demnach die Gewitter blitzreicher geworden sein Es ist aber nicht anzunehmen, dass diese Zunahme in einem so grossen Masse vor sich gegangen sein konnte Auch die Zahl der vom Blitze erschlagenen Personen zeigt keine Zunahme, die nicht durch die sorgfältigeren neueren Erhebungen erklart werden konnte Die Zahl der in Schweden und in Preussen vom Blitz getoteten Personen betragt auf die Million Einwohner:

Zahl der vom Blitz erschlagenen Personen

	1816—1825	1826—1835	1836—1845	1846—1855	1856—1865	1866—1875	1876—1883
Schweden	3 69	3 44	2 81	3 47	2 84	3 15	3 09
	1854—1858	1869—1873	1874—1878	1879—1884	1885—1889	1890—1894	
Preussen	4 49	3 90	4 58	5 00	5 83	5 20	

Steiermark und Kärnten 1886—1890. 15·6 und 1891—1899: 19 8. Die Zunahme, wo sie vorhanden, ist unbedeutend Eine ähnliche kleine Zunahme bei den Blitzschlagen auf Gebäude liesse sich erklären durch die Verschiedenartigkeit der Bauten jetzt und fruher, die Bauten sind hoher geworden und haben durch vielfache Verwendung von Eisen etc an Anziehung für den Blitz gewonnen

Eine Erklarung der ganz ausserordentlichen Zunahme liefern aber die Zahlen fur die Zunahme der Brandschaden an Gebauden aus anderen Ursachen:

---

[1]) Einzelne Gebäude auf freiem Lande sind natürlich den Blitzschlägen sehr ausgesetzt, anderseits aber muss der Blitz über der grossen verbauten Fläche doch wieder häufiger ein Haus treffen, wo er sonst in die Erde oder einen Baum einschlägt Die Statistik der Blitzschläge in versicherte Gebäude ist überhaupt nur mit grosser Vorsicht für meteorologische Zwecke verwendbar — Blitzschläge auf Schiffe sind relativ selten und von geringem Schaden Annalen der Hydrographie Januar 1891

[2]) Bezold, Pogg Annalen B 136 1869 S 513 Sitzungsberichte der kgl bayrischen Akad II Cl 1874 S 284, Abhandlungen II Cl XIV 1884 S 172 — Sitzungsberichte der kgl preussischen Akad 1899. XVI — Kassner, Über zündende und nichtzündende Blitze Merseburg 1889, Blitzschläge in Deutschland 1876—1891 Merseburg 1892 Ferner Preussische Statistik Heft 10, 104 etc — Th Arendt, „Das Wetter" 1899 Heft 1 und 2

[3]) Schmidt hat folgende Formeln berechnet für die Zunahme der Blitzschläge Periode 1854—1897: Bayern 104 3 + 4 0t, Württemberg 112 0 + 3 75t, t die Zeit (Jahr) von 1875 an gerechnet, also 1874 gleich —1 zu setzen etc

Auf 1 Million Gebäude kamen Brandschäden vor in Württemberg (Relativzahlen):

Periode	1861—1870	1871—1880	1881—1890	1891—1897	Mittlere Anzahl
durch Blitz	17	18	29	36 Proz.	106
aus anderen Ursachen[1]	19	21	27	33 „	477

Die Zunahme der Brandschäden ist also auch fast genau dieselbe bei den nicht durch Blitzschläge verursachten Fällen. Die Ursache liegt offenbar darin, dass jetzt viel mehr Schäden zur Anzeige kommen als früher. Die starke Zunahme der kleinen Schäden spricht deutlich genug dafür.[2]) Schmidt kommt daher zu dem Schlusse, dass die versicherungstechnisch nachweisbare Steigerung der Blitzgefahr der meteorologischen Bedeutung entbehrt.[3])

Wirkungen der Blitze. Auf die Wirkungen des Blitzes kann hier nicht eingegangen werden. Die älteren Beobachtungen hat Riess gesammelt.[4]) Die meteorologischen und elektrotechnischen Zeitschriften sind reich an Berichten darüber.

Auch der von B. Franklin erfundene Blitzableiter kann hier nicht näher behandelt werden. Bekanntlich hat der Blitzableiter in erster Linie die Aufgabe, die bis zur Funkenentladung sich steigernde Spannung der Elektrizität in den zu schützenden Gebäuden zu verhindern, die Elektrizität leicht ausströmen zu lassen, so dass es zu keiner disruptiven Entladung zwischen den Wolken und dem Gebäude kommt. Dazu benützt man die Spitzenwirkung. Erst in zweiter Linie hat der Blitzableiter die fernere Aufgabe, die etwa trotzdem eintretende Funkenentladung unschädlich in die Erde abzuleiten, wobei noch vermieden werden muss, dass die guten Leiter im Innern des Hauses durch Influenz gefährliche Ladungen erhalten, und dass vom Blitzableiter auf benachbarte isolierte Leiter Funken überschlagen.

Die Blitzableiterfrage ist in ein anderes Stadium getreten, seitdem die Natur der Blitze als oscillatorische Entladungen (wie dies ja auch die Entladungen einer Leidener Flasche sind) dabei berücksichtigt worden ist. Solche Entladungen dringen um so weniger in das Innere des Leiters ein, je rascher die Richtung des elektrischen Stromes wechselt. Der Strom benutzt nur die Oberfläche des Leiters.[5]) Es ist deshalb besser, dem gleichen Gewicht des Leiters pro Längeneinheit eine so grosse Oberfläche zu geben, als andere Rücksichten dies gestatten.

Über die Konstruktion der Blitzableiter müssen wir auf die reiche Litteratur darüber verweisen, einige zur Information dienliche Werke und Schriften finden sich nachstehend zusammengestellt.

Lightning Road Conference. Report etc. Edited by G. J. Symons. London, Spon. 1882. Melsens, Conference Congrès intern. des Electriciens à Paris Sept. 1881. Paris 1882. — Waltenhofen, Über Blitzableiter. Braunschweig 1890. — Nippoldt, Die Entstehung der Gewitter etc. Frankfurt a. M. 1897.

---

1) Durch Explosion, Spielen von Kindern, Brandstiftung, Fahrlässigkeit, sonstige Ursachen.

2) Z. B. Blitzgefahr in Sachsen nach Freyberg (Met. Z. 1886. Litteraturbericht S. 95.)

Periode	1859—1868	1869—1878	1879—1884
Blitzgefahr	130	118	278
Prozent der zündenden Blitze	60	47	33

Die Zahl der letzteren bleibt somit fast konstant (d. i.: 78, 88 u. 84!). Ebenso in Bayern. Die Zahl der zündenden Blitzschläge betrug 1883 52 Proz., 1897 nur 22 Proz. Es kommen also gegenwärtig auch alle kleineren Blitzschäden zur Anzeige und darauf beruht die scheinbare Zunahme der Blitzgefahr.

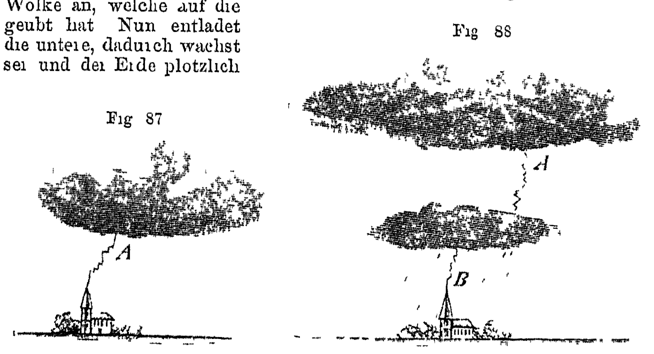
3) H. v. Zeller und Dr. A. Schmidt, Die Brandfälle und ihre Ursachen in Württemberg. Württemberger Jahrbuch für Statistik etc. 1899.

4) Riess, Die Lehre von der Reibungselektrizität. Berlin 1853. B. II. S. 558.

5) Sir Snow Harris hatte aus den Erfahrungen den Satz abgeleitet, dass es auf die Grösse der Oberfläche des Leiters ankommt, zu einer Zeit, wo man den Grund davon nicht kannte, ja derselbe der herrschenden Theorie, selbst den Ansichten Faradays, widersprach.

O. Lodge, Lightning Conductors and Lightning Guards, a treatise on the protection of buildings, of telegraph instruments and submarine cables, and of electrics installations generally from damage by electric discharge. London 1892. Referat von A. v. Obermeyer, Met. Z. 1893. S. 401. Ciel et Terre XIV. S. 315 und Met. Z. 1893. S. 459. — Lodges Untersuchungen über Blitze und Blitzableiter. Elektrotechnische Zeitschr. X. 1889, im Auszuge Met. Z. 1890. S. 69. — A. Mc Adie und A. Henry, Lightning and the Electricity of the Air. Washington 1899. U. S. Weather Bureau. Cl. Hess, Die Spitzen der Blitzableiter. Met. Z. 1891. S. 314. — Die Blitzableiterfrage in der britischen Naturforscherversammlung zu Bath 1888. Met. Z. 1889. S. 11. — L. Canestrini, Neue Vorschriften für die Anlage der Blitzableiter. Naturwissenschaftliche Rundschau. 1894. S. 291. — E. Mach, Über das Blitzableitersystem von Melsens. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. 87. 1883. S. a. Zeitschrift f. Met. XIX. 1884. S. 263. S. auch B. XVIII. S. 49 und 56. — H. Meidinger, Die Anlage der Blitzableiter. Karlsruhe 1896. — L. Hapke, Über Blitze und Blitzableiter. Bremen 1895. Cl. Hess, Die Pappel als Blitzableiter (und das Verhalten der Baumarten gegen Blitzschläge). Thurgauer Naturf. Gesellschaft. XII. 1895.

Man kann nach Lodge zwei Arten von Blitzschlägen unterscheiden. Der gewöhnliche Fall ist der, dass unter dem Einflusse der Wolkenelektrizität die Spannung in der Luft nahe der Erdoberfläche sich langsam und stetig steigert, bis es zur Entladung kommt, deren Bahn in diesem Falle durch die Induktion vorher geregelt ist. Fall A. Das sind die normalen Blitzschläge, mit denen man gewöhnlich rechnet. Nehmen wir aber unterhalb der eigentlichen Gewitterwolke eine bisher neutrale Wolke an, welche auf die Erde keine Influenz ausgeübt hat. Nun entladet sich die obere Wolke gegen die untere, dadurch wächst die Spannung zwischen dieser und der Erde plötzlich so sehr, dass ein Blitz die Folge ist. In diesem Falle ist eine Vorbereitung der Entladungsbahn durch Influenz nicht möglich, und der Blitz kann einen ganz ungewöhnlichen Weg einschlagen. Dies ist der Fall B. Dem Blitz A folgt plötzlich ein Blitzschlag an einer Stelle, an welcher vorher keine elektrische Spannung vorhanden war (impulsive rush). Der Regen ersetzt einen unvollkommenen Leiter.



Verschiedene Arten von Blitzschlägen nach Lodge.

Der sogenannte Rückschlag gehört in diese Kategorie. Durch einen Blitzschlag zwischen benachbarten Wolken kann auch an der Erdoberfläche unterhalb ein plötzlicher Ausgleich der vorher durch Induktion hervorgerufenen elektrischen Spannung eintreten, ohne Blitz, aber von blitzähnlichen Wirkungen. Es sind schon Personen durch den Rückschlag getötet worden[1].

Die Intensität der Blitzschläge kann man aus ihren magnetisierenden Wirkungen abschätzen. Man hat auf diesem Wege die Stärke der Blitzströme zu 10 bis 20 Tausend Ampère gefunden. Es ist daher kein Wunder, wenn auch bessere Blitzableiter solche Ströme nicht ganz abzuleiten vermögen und der Strom sozusagen nach allen Seiten ausspritzt. In der ganzen Umgebung können deshalb starke Induktionserscheinungen auftreten, und von Leitern Funken überspringen, die stark genug sein mögen, um z. B. Leuchtgas zu entzünden.

Über die relative Seltenheit der Blitzschäden in tropischen Ländern (trotz heftiger und häufiger Gewitter) siehe mein Handbuch der Klimatologie. B. II. S. 35. Dieselbe wird neuerdings aus Indien bestätigt[2]). 516 Gewitter an 10 Stationen (1897) ergaben nur 4 schädliche Blitzschläge und 1 Tötung (Dallas).

Blitzschläge in sandigen Boden erzeugen die sogenannten Blitzröhren oder Fulguriten durch Schmelzung des Sandes, Felsen verglasen unter der Einwirkung starker Blitzschläge[3]).

---

[1]) Kämtz führt ein Beispiel an.

[2]) Emin Pascha sagt aber, dass zündende Blitze in Zentral-Ostafrika ziemlich häufig sind, 2—3 mal im Jahre kommen schadenbringende Blitzschläge vor, vornehmlich in Uganda und Unioro, in Uganda giebt es Blitzableiter. Nature. Vol. 37. pag. 583.

[3]) Fulguriten und verglaste Felsen finden sich in auffallender Weise auf dem kleinen Ararat (4060 m), sie sind namentlich von H. Abich beschrieben worden. Auf dem grossen Ararat fehlen sie, dessen Gipfel ragt über die Höhe der heftigsten Blitzschläge hinaus. Die Höhe der stärksten und häufigsten Gewitter scheint in Kaukasien bei 4100 m zu liegen, was auch die Höhe der Schneegrenze ist. Pastuchów sah einmal, wie sich ein Gewitter über dem Gipfel des Ararat entlud, wie Tausende und Abertausende von Blitzen sich durchkreuzten und der Berg wie in Brand geraten schien. (Arzruni, Verhandlungen der Gesellschaft f. Erdkunde. Berlin 1895. S. 610.)

B. Der Donner. So wie jeder kräftigere elektrische Funke von einem Geräusch begleitet ist, so auch der Blitz. Seiner grossen Intensität entspricht auch eine entsprechende kräftige Schallerscheinung. Die Entstehung des Donners ist so zu denken, dass der Blitz die Luft, sei es durch die plötzliche Erhitzung, sei es rein mechanisch durch eine Art Explosion auseinander drängt, was nur unter Verdichtung der die Blitzbahn umgebenden Luft geschehen kann, worauf dann dieselbe wieder in den verdünnten Raum zurückstürzt, selbst wieder eine Verdünnung hinter sich lassend. Diese abwechselnden Verdichtungen und Verdünnungen liefern die Schallwellen, aus welchen der Donner besteht.

Die grosse Tiefe des Donnertones, d. i. die erhebliche Länge seiner Schallwellen, nötigt zu dem Schlusse, dass die Strecke, auf welche die Luft durch die einzelnen Blitzexplosionen zurückgeschleudert wird, meist einen nach Metern zu bemessenden Betrag erreicht[1]) (Sohncke).

Die zur Erde herabfahrenden nahen Blitze liefern meist einen kurzen klirrenden oder knatternden oder krachenden Donner, Lukrez vergleicht denselben mit dem grellen Ton beim Zerreissen des Papiers. Derselbe Donner, aus der Ferne gehört, d. h. bei entfernten zur Erde fahrenden Blitzen, tönt kanonenschussartig, zuweilen mit langem Nachrollen und wieder einsetzenden schweren dumpfen Schlägen.

Das Donnerrollen ist z. T. ein Effekt des Echos[2]), der Reflexion der Schallstrahlen an der Erde, den Wolken, überhaupt an ungleichmässig dieselben brechenden Medien (regenerfüllte, regenfreie Luft). Zum grossen Teil rührt es daher, dass der Donner bei der grossen Länge der Blitze erst nach und nach an das Ohr gelangt. Da der Blitz längs seiner Bahn Verstärkungen und Abweichungen unterliegen kann, so wird auch ein Abnehmen und ein Wiederzunehmen der Stärke des Donners die Folge davon sein. Die von verschiedenen Punkten der Bahn kommenden Schallstrahlen verstärken oder schwächen sich dabei durch Interferenz. Kurz, sowohl die lange Dauer als auch die abwechselnden Verstärkungen und Abschwächungen des Donners, das Rollen desselben, erklären sich aus der Entstehung und Fortpflanzung desselben vollkommen.

Arago giebt nach de l'Isle die durchschnittliche Dauer des Donnerrollens eines einzigen Blitzes zu 30—40 Sekunden und noch darüber an.[3])

Die Hörweite des Donners ist geringer, als man sie nach der Insensität desselben abschätzen möchte. Arago giebt als obere durchschnittliche Grenze ein Zeitintervall von 50 Sekunden zwischen Blitz und Donner an, als Maximum 72 Sekunden. Da die Schallgeschwindigkeit 333 m pro Sekunde beträgt, so hört man den Donner nach dieser Angabe durchschnittlich nur 16 km, im äussersten Falle

---

1) Über Luftdruckschwankungen bei Blitzen siehe Less, Met. Z. 1888. S. 151 und A. v. Rosenbach, ebenda 1897. S. 201. Beobachtungen und Experimente am Variometer über den Zusammenhang von Erniedrigung des Luftdruckes und starken Blitzen. Starken Blitzen geht eine Abnahme des Luftdruckes voraus, im Augenblicke des Blitzes oder beim Eintritt des Donners beginnt eine Zunahme. Aber der Blitz kann sie nicht hervorrufen, auch nicht der Donner, da dieselben Änderungen ohne Blitz und Donner auch bei blossen Veränderungen der elektrischen Spannung auftreten.

2) Bei Böllerschüssen in Gebirgsthälern wird dieses Rollen häufig gehört.

3) Arago: Sämtliche Werke. B. 4: Das Gewitter. S. 64—73 vom Donner. Durch besonders lange anhaltenden Donner zeichnen sich die elektrischen Entladungen aus, die bei längerem Regenwetter zuweilen unvermutet sich einstellen, wenn eine starke Abkühlung eintritt, so dass der Regen im Gebirge in Schneefall übergeht. Sie sind ein Anzeichen des kommenden Schneefalles und heissen deshalb in den Tauern auch „Schneerumpler“. Ich habe sie auch öfter im Alpenvorland gehört, wo sie nicht einem Bergecho zugeschrieben werden konnten. Sie kommen von vereinzelten elektrischen Entladungen, die in längeren Pausen eintreten, aber sich öfter wiederholen. Die Dauer des Donnerrollens übertrifft in diesen Fällen ganz ausserordentlich die gewöhnliche Dauer des Donners.

bis auf 24 km. Stanhope Eyre[1]) giebt als Mittel von 8 Beobachtungen das grösste Zeitintervall zwischen Blitz und Donner zu 70 Sekunden an, als Maximum 90 Sekunden (Hörweite 23—30 km).

Geschütze hört man viel weiter. Die Salutschüsse einer Flottenrevue zu Portsmouth wurden zu Chelsea bei London und sehr deutlich zu Wimbleden, d. i. auf eine Entfernung von 97 km, gehört und die Salut- und Zeitschüsse zu Bombay werden oft auf 90 km vernommen.[2])

Bekanntlich hört man Geräusche von der Erdoberfläche in Ballons sehr deutlich, ebenso jene aus Thälern oben auf Berggipfeln, aber nicht umgekehrt. Die Schallwellen, die in verdünnterer Luft entstehen, haben eine geringere Energie und erlöschen deshalb rascher. Eine andere Ursache liegt in den Ablenkungen der Schallstrahlen, die von dünnerer in dichtere Luft übertreten.

Wetterleuchten, Blitze ohne Donner. Das Wetterleuchten entsteht durch den Blitzschein entfernter Gewitter, deren Wolkenherd oft ganz unterhalb des Horizontes liegt.[3]) Wie es kommt, dass der Donner oft nur auf relativ sehr geringe Entfernung gehört wird, hat Meinardus[4]) eingehender nachgewiesen. Er zeigt, dass je nach der Wärmeabnahme mit der Höhe, der Richtung des Windes und der Änderung der Stärke desselben mit der Höhe die Schallstrahlen, die von der zumeist hochgelegenen Blitzbahn ausgehen, von den unteren Luftschichten nach oben abgelenkt oder selbst total reflektiert werden können. Die Schallstrahlen werden beim Übergang aus dünnerer in dichtere Luft in ähnlicher Weise gebrochen und teilweise reflektiert, wie die Lichtstrahlen. Sie beschreiben dann eine krummlinige Bahn, die gegen die Erdoberfläche konvex ist.[5])

Die Hörweite des Donners wird um so mehr eingeschränkt, je rascher die Wärmeabnahme mit der Höhe ist; sie nimmt zu mit der Höhe des Standpunktes des Beobachters.

Es giebt aber auch Blitze ohne Donner im oder nahe dem Zenit, die dann wohl stets die Natur der Flächenblitze haben. Als regelmässige Erscheinung werden dieselben aus manchen Tropengegenden berichtet, am Ende der Regenzeit oder vor Beginn derselben. Aber auch in unseren Gegenden kommen wenigstens ähnliche Erscheinungen vor. Sehr bemerkenswert ist das von Haidinger beschriebene, stundenlang anhaltende und den halben Himmel einnehmende lautlose Gewitter am 22. Juni 1845 zu Wien.[6])

---

[1]) Das Wetter 1897. S. 267.

[2]) Die Geschützsalven bei der Leichenfeier der Königin Viktoria wurden 110—140 km weit gehört. Nature Vol. 63. pag. 355. O. Reynolds giebt die Hörweite der Geschütze bei einer Flottenrevue in Portsmouth gar zu 270 km an!

[3]) Ich habe auf den Höhen bei Kremsmünster zuweilen die Luft vom Blitzschein erleuchtet gesehen, mit dem Rücken gegen die Stelle des Horizontes, wo der Sitz des Wetterleuchtens war. Es war auch kein von Blitzen erleuchteter Wolkensaum dort sichtbar. Vielleicht sind von der Wolkendecke nach aufwärts gerichtete Blitze nicht so selten, es fehlt nur die Gelegenheit, sie beobachten zu können. S. auch J. J. v. Tschudi, Elektrische Erscheinungen in den Cordilleras der Westküste von Südamerika. Sitzungsberichte der Wiener Akad. XXXVII. S. 575.

[4]) Meinardus, Met. Z. B. XXX. 1895. S. 14.

[5]) J. G. Stokes hat zuerst den Einfluss des Windes auf die Krümmung der Schallstrahlen nachgewiesen, dann O. Reynolds, Papers an Mechanical and Physical Subjects. Cambridge 1900. Vol. I. pag. 157—169. Refraction of sound by the Atmosphere. — Jäger, Über die Fortpflanzung des Schalles in bewegter Luft. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. 105. 1896. S. 1040. — Wenn aber die unteren Schichten kälter sind als die oberen, so werden die Schallstrahlen nach unten abgelenkt. Deshalb hört man bei Nacht den Schall weiter und namentlich im Winter bei einer Temperaturumkehrung. Bei der starken Wärmezunahme nach oben im Winter 1879/80 wurden die Leute in den oberösterreichischen Alpen dadurch geradezu beunruhigt. Man hörte Glockenläuten, wo noch niemals ein Läuten hörbar war, sowie auch andere auffallende unerklärliche Töne und Geräusche.

[6]) Haidinger, Pogg. Ann. B. 66. S. 529. Bravais, Beobachtungen bei Lyon. Ebenda S. 532.

Auf den Llanos von Venezuela konnte C. Sachs folgende Beobachtungen machen. Bei klarem sternenhellen Himmel, der nur am Horizont einen schmalen Kranz weisser Haufenwölkchen aufwies, flammten beständig Flächenblitze auf, meist in der Nähe des Zenits, seltener in den tieferen Regionen. Sie verursachten ein starkes gleichmässiges Aufleuchten einer ziemlich grossen Fläche, dass meist 1—2 Sekunden anhielt. Von Donner war nicht die geringste Spur zu vernehmen, in tiefstem Schweigen vollzogen sich die Entladungen, welche mitunter in fast ununterbrochener Reihe sich folgten. Der Ort der meisten Blitze war in der Nähe des Zenits, eine Täuschung darüber war ausgeschlossen. Die Erscheinung wiederholte sich mehrere Nächte hintereinander. Diese Blitze, welche von den Eingeborenen Relámpagos veraneros genannt werden, sollen fast jedes Jahr kurz vor Ende der Trockenheit auftreten, nur selten soll sich ein schwacher Regenschauer dazu gesellen.[1]) — Auf Madagaskar bezeichnen solche trockene Gewitter mit zahllosen Blitzen in den hohen Wolkenschichten das Ende der Regenzeit. Ähnlich sind die Gewitter im Innern von Australien, die dort als Ausläufer der tropischen Regen Nordaustraliens eintreten oft ohne Regen, ausserordentlich blitzreich mit wenig Donner.[2])

C. Das Elmsfeuer. Das Ausströmen der Elektrizität von Gegenständen an der Erdoberfläche in Büschelform oder als Glimmlicht wird mit dem Namen Elmsfeuer[3]) bezeichnet. Den Alten war die Erscheinung unter dem Namen Kastor und Pollux bekannt. Die Lichtbüschel, die an den Mastbäumen meist gegen das Ende eines Sturmes oder Gewitters erschienen, wurden als gute Vorbedeutung angesehen. In der Niederung tritt das Elmsfeuer, d. i. das Leuchten von Kirchturmspitzen, Bäumen, Dachfirsten, selbst der Fingerspitzen der emporgehobenen Hände etc. meist im Winterhalbjahr bei und nach Schneestürmen oder böigem Wetter auf, in Form eines ruhigen Glimmlichtes, seltener als Büschelentladung, mit oder ohne knisterndes Geräusch. Dass die Erscheinung vollkommen den Glimmlicht- und Büschelentladungen der elektrischen Laboratoriumsversuche entspricht, kann gegenwärtig keinem Zweifel mehr unterliegen.[4]) Dieses ruhige Ausströmen der Elektrizität tritt nur ein, wenn die Wolken der Erdoberfläche ganz nahe sind, also bei uns zumeist im Winter und auf Bergspitzen. Seitdem es Observatorien und meteorologische Stationen auf Berggipfeln giebt, ist man auch mit der Natur des Elmsfeuers und den Bedingungen, unter welchen es entsteht, besser vertraut geworden. Namentlich haben die Beobachtungen auf dem Sonnblick und dann auch auf dem Ben Nevis in Schottland das meiste dazu beigetragen.[5])

A. v. Obermayer hat positive und negative Elmsfeuer unterscheiden gelehrt. Die positiven Ausströmungen der Elektrizität erscheinen in Form eines gestielten Lichtbüschels von 1½—3 cm Länge, die Strahlen sind fein, wenig gekrümmt, divergierend, gegen die Enden violett; das Lichtbüschel ist weit geöffnet. Die negativen Elmsfeuer sitzen nur auf einem feinen Lichtpunkt auf, sind sehr zarter Struktur, sodass die einzelnen Strahlen nicht zu unterscheiden sind. Das Lichtbüschel ist viel kleiner, stets unter 1 cm und weniger geöffnet, mehr gestreckt.

Nach Elster und Geitel überwiegen auf dem Sonnblick im Winter die negativen, im Sommer (aber weniger) die positiven Elmsfeuer. Staubschnee (auch Regen überwiegend) giebt negatives, grossflockiger Schnee sehr überwiegend positives Elmsfeuer, Hagel und Graupel verhalten sich unentschieden.[6])

---

1) Karl Sachs, Aus den Llanos. Leipzig 1879. S. 204 u. 220.

2) Handbuch der Klimatologie. B. II. S. 126 und S. 261/262. Ebenso in Westaustralien an der Grenze der Tropenregen (19—21° südl. Br.), W. Carnegie, Scottish Geogr. Mag. March 1897; und in Zentralafrika, P. Reichard, Verhandl. d. Berl. Geograph. Gesellsch. 1886. S. 112. „Eigentümlich sind die Gewitter. Innerhalb ½ Stunde gehen 2—3 Blitze nieder mit furchtbaren Detonationen, dann folgen sich Blitz auf Blitz, so dass selbe einzeln nicht mehr zu unterscheiden sind, in den wunderbarsten Formen, ringförmige, verästelte, 3—4 aus einem Punkte geschleuderte, aber ohne Donner, nur ein schwaches Grollen lässt sich zuweilen vernehmen.“ Berichte aus Südindien, Küste am Golf von Marmar s. Klimatologie. II. S. 209.

3) S. Elmsfeuer, nach Schweigger richtiger Hermesfeuer.

4) Ältere Beschreibungen des Auftretens in Kämtz, Meteorologie. II. S. 485. Schmidt, Lehrbuch. S. 784, hält die wahre Natur des Elmsfeuers für noch nicht aufgeklärt (1860).

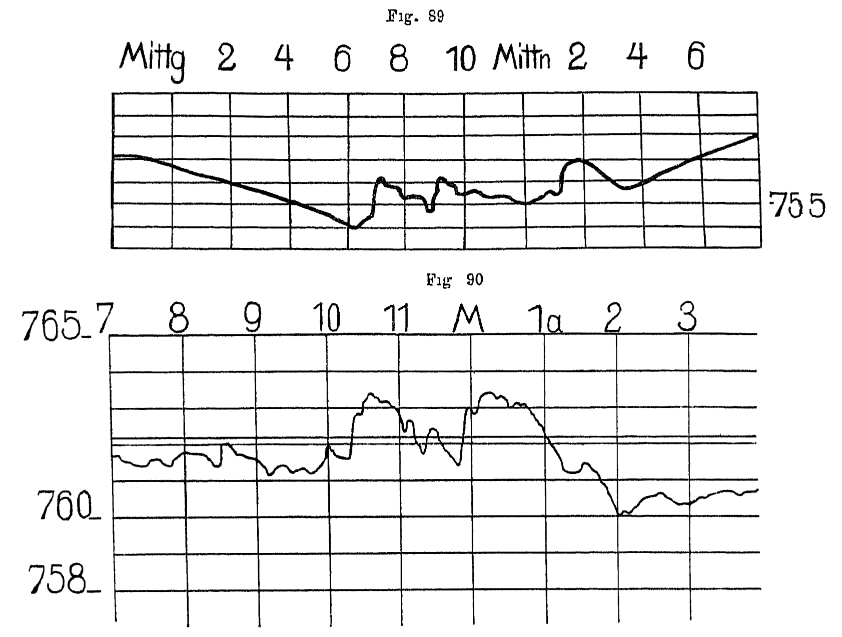
5) A. v. Obermayer, Elmsfeuer-Erscheinungen in den Alpen. Zeitschrift des Deutschen und Österreichischen Alpenvereins. B. XX. 1889. S. 94, mit Abbildungen. Met. Z. 1887. S. 416, 1888. S. 324.

6) Elster und Geitel, Elmsfeuer auf dem Sonnblick. Met. Z. XXVIII. 1893. S. 119. Ebenda: Beschreibung von Elmsfeuer auf dem Schafberg und in Obersteiermark. S. 222 u. 223. Elmsfeuer zur See. Met. Z. 1890. S. 78. Stade, Elmsfeuer. Met. Z. 1898. S. 236, und „Das Wetter.“ 1898. S. 47/48, wichtige Be-

Nach den Zusammenstellungen von Haltermann[1]) zeigt sich das Elmsfeuer zur See zumeist im Winterhalbjahr und namentlich im Herbst und Fruhling In Breiten uber 30° ist die mittlere jahreszeitliche Verteilung die folgende Winter 24 Proz, Fruhling 33, Sommer 10, Herbst 33 Proz Es tritt nicht selten auf, Haltermann konnte aus den Jahren 1884 und 1885 an 77300 Beobachtungstagen 164 Elmsfeuer zur See konstatieren In ebenen Gegenden sind sie dagegen selten Arendt bemerkt, dass in 5 Jahren von den Beobachtern des preussischen meteorologischen Netzes wenig uber 20 Falle berichtetet wurden[2])

D Der Gang der meteorologischen Elemente vor, wahrend und nach dem Gewitter. C Ferrari fasst seine darauf bezuglichen Untersuchungen in folgende Satze zusammen:

Vor dem Gewitter nehmen Luftdruck und relative Feuchtigkeit ab, die Temperatur zu, so dass beim Beginn desselben die beiden ersteren ein Minimum, die letzteren dagegen ein Maximum aufweisen. Nach dem Eintritte des Gewitters steigen Luftdruck und relative Feuchtigkeit sehr rasch und die Temperatur sinkt



Barographenzeichnungen während der Gewitter vom 16/17 Juli 1900 zu Brussel (Fig 89) und zu Bremen (Fig. 90), letztere nach Bergholz (7h abends den 16 bis 4h morgens den 17)

im gleichen Masse, so dass mit dem Ende des Gewitters die ersten zwei Elemente ein Maximum, das dritte gleichzeitig ein Minimum zeigen. Die Starke des Windes, vor dem Gewitter schwach, frischt, wenn dasselbe beginnt, sehr rasch auf und erreicht gegen dessen Ende ein Maximum[3]) Das Minimum des Luftdruckes

obachtungen auf dem Brocken — E Bosshard, Elmsfeuerbeobachtungen in der Schweiz, mit Abbildungen Jahrbuch d S A-Club XXXII S 292 — Böhmer, Elektrische Erscheinungen auf Pikes Peak Sitzungsberichte der Wiener Akad 1888 S auch Met Z 1891 S 214

[1]) Halterman, Annalen der Hydrographie 1896

[2]) Th. Arendt, Das Elmsfeuer „Das Wetter" 1898. S 2, 37 u 49 Rankin, S Elmsfeuer auf dem Ben Nevis Journ Scottish Met Soc III. Ser Nr V Elmsfeuer tritt auf nach dem Vorubergang einer Barometerdepression im Winterhalbjahr, bei Temperatur unter dem Gefrierpunkt und Drehung des Windes nach NW und N, heftige Schauer von Schnee und Graupeln begleiten dasselbe.

[3]) Zumeist ist dies nicht der Fall, das Maximum fällt mit dem Beginn oder der Maximumphase des Gewitters zusammen, der Wind nimmt dann schon während des Gewitters, oft rasch, ab, um nachher schnell abzuflauen

und der relativen Feuchtigkeit, sowie das Maximum der Temperatur sind also mit dem Anfange des Gewitters gleichzeitig und ist der Verlauf der Temperatur jenem der beiden anderen Elemente gerade entgegengesetzt.[1])

Diese Sätze gelten in der That durchschnittlich für die sogenannten Wärmegewitter und viele „Wirbelgewitter", aber für zahlreiche andere Fälle von Gewittern, auch die Nachtgewitter, nicht mehr, während deren zuweilen der Luftdruck fällt und die Temperatur steigt, ja auch zuweilen der früher starke Wind abflaut. Natürlich bewirkt der Regen immer eine Zunahme der relativen Feuchtigkeit.

Am meisten charakteristisch und interessant ist der Gang des Luftdruckes während der Gewitter, auf welchen man erst durch die kontinuierlichen Aufzeichnungen der neueren Barographen aufmerksam geworden ist. Statt einer Beschreibung mag hier ein Beispiel dieser typischen Luftdruckänderungen bei Gewittern eingeschaltet werden. (Fig. 89 u. 90.)

Bei den deutschen Meteorologen sind diese Vorsprünge in den Barographenkurven unter der Bezeichnung der „Gewitternasen" bekannt.[2])

II. Der Sitz des Gewitters.

Die Gewitterwolken. Die elektrischen Erscheinungen, die zum Begriffe eines Gewitters gehören, sind an die Kondensation des atmosphärischen Wasserdampfes gebunden, auch die Flächenblitze ohne Donner bedürfen mindestens leichter cirröser oder cirro-stratusartiger Wolken. Es giebt Wolkenformen, welche hauptsächlich der Sitz der Gewitter sind, Gewitterwolken im engeren Sinne, aber es giebt kaum eine Wolkenform, in welcher nicht gelegentlich Blitze gesehen werden könnten.

Die eigentlichen Gewitterwolken sind die getürmten Haufenwolken, Cumuli (thunder heads), die, wenn sie zu Wolkenlagern vereinigt und wie fast immer in der Höhe mit einem weit ausgreifenden Cirro-Stratusschirm sich bedeckt haben, Cumulo-Nimbi genannt werden (s. S. 265). Es sind dies die Gewitterwolken des Sommerhalbjahres in unseren Gegenden und in den Tropen, wohl fast die einzige Wolkenform, in deren Gefolge die Gewitter auftreten.

Die lokalen Gebirgsgewitter, die in mittleren Breiten an warmen feuchten ruhigen Sommernachmittagen infolge der aufsteigenden Bergwinde entstehen, in den äquatornahen Gegenden aber fast regelmässige tägliche Erscheinungen sind, treten in Form der Cumulo-Nimbi auf, ebenso die lokalen Gewitter der Niederungen, die infolge übermässiger Erwärmung der unteren Luftschichten entstehen. Während aber die Gebirgsgewitter im engeren Sinne, da sie den aufsteigenden Bergwinden ihre Entstehung verdanken, ruhig über dem Ort ihrer Entstehung stehen bleiben und sich nur seitlich ausbreiten, ziehen die letzteren meist mit einer vorherrschenden oberen Luftströmung fort. Cumuluslager, oben mit einem Cirro-Stratusschirm bedeckt, sind die für sie charakteristische Wolkenform.[3])

---

[1]) D. C. Ferrari, Typischer Gang der Registrierinstrumente während eines Gewitters. Deutsch von C. Lang. „Das Wetter."

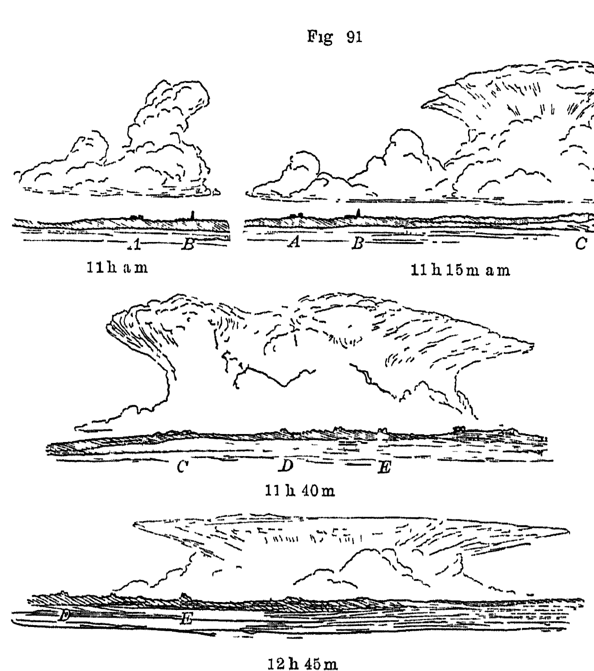
[2]) Das abwechselnde Steigen und Sinken des Barometers bei Gewittern war schon dem Erfurter Professor Planer im Jahre 1782 und dem Beobachter Rosenthal in Nordhausen 1784 bekannt etc., s. Hellmann in Zeitschrift f. Met. 1884. S. 43. — Die nach NW hin offenen Einbuchtungen der Isobaren, (s. S. 592) welche meist die Bildungsstätten der Gewitter bezeichnen, sind in Deutschland unter dem Namen der „Gewittersäcke" bekannt. S. Deutsche Seewarte: Monatsübersichten der Witterung Juni-Juli 1877, und Wissenschaftliche Ergebnisse, S. 26.

[3]) Ich habe diese Wolkenbildung beschrieben und abgebildet in Zeitschrift f. Met. B. VIII. 1873. S. 104. und XV. 1880. S. 434. (Schon 1863 niedergeschrieben und publiziert in Mitteilungen des Österreichischen

Fig 91 zeigt nach Davis die Entstehung und das Fortschreiten einer solchen Gewitterwolke

Es giebt kaum eine Haufenwolke, welche blitzt und regnet, die nicht vorher oder gleichzeitig mit einem Cirro-Stratusschirm sich bedeckt hatte Es ist dies hochst charakteristisch und ich habe den Vorgang vielleicht hundertmal ohne Ausnahme verfolgen konnen, dass erst dann, wenn die oberen Kuppen der Haufenwolke sich verflachen und zu einem Cirro-Stratusschirm ausbreiten, die grauen Regenstreifen von dem dunklen unteren horizontalen Rande der Cumuli niedergehen und dann meist gleichzeitig Flachenblitze die geballten Formen der Wolke erleuchten oder Funkenblitze zur Erde herabfahren Doch scheint es, dass es auch Ausnahmen giebt, in welchen es aus Cumuli ohne Cirro-Stratus blitzt und regnet Dass an heissen trockenen Sommerabenden die geballten intakten Haupter und Flachen hoher Cumuli von Flachenblitzen aufleuchten, kommt schon ofter vor

Fig 91



Gewitter-Cumulo-Nimbus in verschiedenen Stadien der Entwickelung im Norden von New-York, nach NE vorüberziehend, am 2 Juli 1887 Gezeichnet von Wm M Davis

Die Cirro-Stratusbildungen oberhalb der lokalen Gewitterherde mochte ich nicht „falsche Cirren“ nennen, wie dies ublich geworden, weil sie in der That echte Cirren sind, wenn sie auch in vielen Fallen niedriger sind als jene Cirro-Stratusdecken, die von den wandernden grossen Depressionszentren ausgehen Aber in vielen anderen Fallen erreichen sie die gleichen oder selbst grossere Hohen, denn sie konnen 10—15 km Hohe erreichen, und dazwischen giebt es alle Übergange. Will man eine (strenge nicht gerechtfertigte) Unterscheidung machen, so nenne man sie Gewittercirren (wie auch Durand-Gréville vorschlagt) Bei den mit der vorherrschenden oberen Stromung fortziehenden Gewitterherden ist der Cirro-Stratusschirm meist nur in Front entwickelt und dehnt sich da weit nach vorne aus. In manchen Fällen ist aber der Schirm auch auf der Ruckseite ebenso entwickelt [1])

Alpenvereins. B I S 107) Früher war die Meinung sehr verbreitet, dass zwei Wolkenschichten uebereinander, aber getrennt, die eine positiv-, die andere negativ-elektrisch zur Gewitter- und Hagelbildung nötig seien Der obere cirröse Wolkenschirm wächst aber aus den Cumulusmassen heraus S a J Silbermann, Compt rend 1864 I S 337

[1]) So konnte ich z B am 14 Juni 1890 auch auf der Rückseite eines nach NE abziehenden Gewitterschauers einen Cirro-Stratusschirm beobachten, der sich sehr weit nach West erstreckte Unterer wie oberer Wolkenzug waren gleich, W oder WNW

Die Entstehung dieses oberen Wolkenschirmes beschreibt der eifrigste Wolkenforscher, Clement Ley, in folgender Weise:

Cirro-Filum (so nennt Cl. Ley diese Wolke) findet sich sehr häufig am äussersten Rande von Cyklonen, oft bis zu einer Entfernung von vielen hundert (englischen) Meilen vom Mittelpunkte der Depression. In diesen Fällen ist es unmöglich, die Entstehung dieser Wolkenform zu beobachten. Es kommt jedoch vor, dass sich bei sonst heiterem Wetter von einer lokalen Regenwolke aus Cirro-Filum in grossen Massen entwickelt, und dann kann man deren Bildung beobachten. Einige Meilen vom Beobachter entfernt beginnt am sommerlichen Himmel sich ein massiger Cumulus zu bilden. Da in der Atmosphäre bis zu grossen Höhen fast Stille herrscht, behält der Cumulus seine halbkugelförmige Gestalt, und es entsteht eine enorme Anhäufung von Nebelmassen, dass diese wohl den Raum von mehr als 100 englischen Kubikmeilen einnehmen, und ihre dunkle Färbung zeigt an, dass die Wasserkügelchen, aus denen sie besteht, sehr eng aneinander gedrängt sind. So lange eine solche Wolke ihre scharfe obere Begrenzung und halbkugeligen Formen behält, fällt kein Regen aus ihr. Plötzlich erhält der Gipfel ein weicheres Aussehen, breitet sich seitlich in cirrusartigen Fäden aus und gleichzeitig stürzt Regen aus der Wolke herab.[1]) Die elektrische Spannung, welche die die Wolken bildenden Wasserkügelchen am Zusammenfliessen hinderte, so lange diese ihre sphärische Gestalt behielten, wird im oberen Teile der Wolke plötzlich vermindert, sobald die Kügelchen zu Eisnadeln gefrieren, aus deren Ecken und Spitzen die Elektrizität augenblicklich entweicht.[2]) Die Wolkenteilchen, welche Elektrizität verloren haben, vereinigen sich beim Niedersinken auch mit den kleineren Wasserkügelchen, die sie auf ihrem Wege treffen. Der fallende Regen und vielleicht noch mehr die plötzlichen Entladungen, wenn solche vorkommen, dienen ferner dazu, die Elektrizität abzuleiten, d. i. das Potential der Wolkenmasse zu erniedrigen. Der Regenschauer hält an, bis der ganze oder nahezu der ganze untere Teil der Wolke verschwunden ist. In solchen Fällen, wenn auch in den höheren Schichten der Atmosphäre wenig Bewegung herrscht, wird die übrigbleibende Eiswolke ein wahrer Cirrus, der mitunter länger als 24 Stunden fast bewegungslos am Himmel weilt, häufiger aber zieht er sehr langsam über Gegenden hin, in welchen der Regenschauer, aus dem er hervorging, gar nicht sichtbar war.[3])

Wenn solche lokale Gewitterbildungen eine grosse Intensität erlangen und schwere Regengüsse, ja selbst Hagel fallen lassen, so bilden sich vor der Regen- oder Hagelwand oft eigentümliche tief herabhängende Wolkendraperien aus, und es besteht dann überhaupt der Aufbau der Gewitterwolkenmassen aus mehreren Etagen. Sturm oder heftige Windstösse sind nicht notwendig damit verbunden. Am häufigsten zeigt sich die Erscheinung allerdings bei den Gewitterböen und grossen Hagelwettern, die später behandelt werden.[4])

Sowie die lokalen Gewitter sich völlig entladen und unten abgeregnet haben, verschwinden auch die dichteren schwereren Cumulus- und Strato-Cumuluswolken und es bleibt nur die Cirro-Stratusdecke in der Höhe zurück, die sich nachts auch allmählich auflöst. Dieser typische Vorgang der Wiederherstellung des vertikalen Temperaturgleichgewichtes an heissen Nachmittagen, verbunden mit Kondensationserscheinungen des Wasserdampfes, zeigt sich am schönsten bei den lokalen Gebirgsgewittern und den Tropengewittern.[5])

Bei den verbreiteten Gewittern, die im Gefolge einer grösseren (sekundären) Barometerdepression heraufziehen, kann man die stufenweise Entwickelung der Gewitterwolkenformen nicht mehr verfolgen. Voraus geht dann eine vielleicht 100 km breite Cirro-Stratusschicht, deren vorderer Rand scharf be-

---

[1]) Setzen wir hinzu, zucken auch Blitze aus derselben und man hört den Donner.

[2]) Man könnte dabei auch an die von Brillouin behauptete starke Zerstreuung der negativen Elektrizität im Sonnenlicht denken. Met. Z. 1898. S. 38. H. Benndorf bezweifelt sie aber auf Grund eigener Versuche. Sitzungsbericht der Wiener Akademie. B. CIX. Mai 1900.

[3]) Rev. Clement Ley, Über die Struktur des Cirro-Filum oder der fadenförmigen Eiswolke. Deutsche Met. Z. I. 1884. S. 261.

[4]) Hann, Zur Morphologie der Gewitterwolken. Zeitschrift f. Met. 1880. S. 434 und 1886. S. 237. — K. Prohaska konnte beobachten, dass die flockigen Bestandteile dieses Wolkenvorhanges an der der Regenwand zugewendeten Seite eine ziemlich rasch fallende Bewegung hatten, während sie an der Vorderseite langsamer schräg nach vorne aufsteigen. Aber auch ohne Regenfall kann die Böenwolke diese Form annehmen, wie ich erst kürzlich, Ende April 1900, auf dem Golf von Triest schön beobachten konnte. Der aus dem Wolkenwulst niedersteigende Wind („Eknephias“) ist nicht an den Regen gebunden, nicht die vom Regen mitgerissene Luft aus der Höhe.

[5]) Man sehe darüber Handbuch der Klimatologie. B. I. S. 328 etc., und die Schilderung von Bates, ebenda B. II. S. 362.

grenzt ist [1]) Die Strato-Cumulusmassen, welche der eigentliche Sitz des Gewitters sind, folgen oft erst 2—4 Stunden spater nach Vor der Regen- oder Hagelwand kommt dann zuweilen noch der erwahnte graue oder weissliche Wolkenvorhang Auf der Ruckseite des abziehenden Gewitters ist die hohe Cirro-Stratusdecke viel weniger breit, fehlt zuweilen ganz Aber die Ruckseite des Gewitters, die hohen grauen Regenwolken, sind meist viel blitzreicher als die Vorderseite mit den schweren Wolken In dem vorderen Cirro-Stratusschirm habe ich kaum je Blitze gesehen (bei grossen sog Wirbelgewittern), wahrend derselbe auf der Ruckseite sehr blitzreich sein kann

Zuweilen ist die Aufeinanderfolge der Wolkenformen bei Entstehung eines allgemeinen Gewitters die folgende, und zwar gerade die umgekehrte von der bei den erst beschriebenen mehr lokalen Gewittern Cirrus und Cirro-Stratus uberziehen allmahlich den Himmel und verdichten sich immer mehr, senken sich tiefer herab Unterhalb bilden sich dunklere Strato-Cumuluslager, meist in parallelen Zonen, die nach SW konvergieren Die Wolken scheinen ohne Bewegung, sie ziehen nicht heran, sondern wachsen zum Zenit herauf Dann folgt bald Regen und Blitze, meist mit einem Gewitterwind, der oft heftig ist, aber nicht lange andauert Der Platzregen wird wieder allmahlich schwacher, die Wolkendecke wird zu einem gleichformigen hohen grauen Nimbus, der aber oft von zahlreichen Blitzen in den mannigfaltigsten Formen durchkreuzt wird, wahrend der Donner schwach ist Bei ruhiger Luft und leisem Regen kann die Erscheinung noch stundenlang andauern, bis sich der Himmel wieder allmahlich aufheitert In diesem Falle ist die Gewitterbildung von oben herab gestiegen, aus dem Cirrus und Cirro-Stratus ist der Cumulo-Stratus herausgewachsen

Die Gewitter endlich, die während oder gegen Ende allgemeiner Regen (Landregen) eintreten und die zumeist starkere Temperaturanderungen begleiten, welche zuerst in der Wolkenregion auftreten, sind an keine bestimmte Wolkenform gebunden Das Aussehen des Himmels lasst meist keine Anderung bemerken, die graue formlose Wolkendecke, aus welcher der Regen, zuweilen verstarkt, fällt, bleibt die gleiche wie vor dem Gewitter

Die Hohe der Gewitterwolken Darunter wollen wir die untere Hohe jener Wolkenschicht verstehen, welche der Sitz der elektrischen Entladungen ist. Diese Hohe unterliegt sehr grossen Schwankungen, zuweilen bei demselben Gewitter Im letzteren Falle ist meist bei der Bildung des Gewitters die Hohe der Wolken, welche blitzen und donnern, eine geringere, als spater, wenn das Gewitter sich schon auflost, oder sie ist auf der vorderen Seite niedriger als auf der Ruckseite Die Hohe der Wolken, welche dann der Sitz der Blitze wird, ist oft eine ausserordentlich grosse und kann das Cirro-Stratusniveau erreichen (Gewitter bei Beginn und zu Ende der Regenzeit in den Tropen, Blitze ohne Donner). Bergsma hat in Batavia einen Blitz im Zenit beobachtet, dem erst in 18 Sekunden der Donner folgte, dessen Hohe also rund 6 km war.[2]) Die Wolken uberhaupt senken sich allerdings meist nach dem Gewitter, namentlich im Gebirge

Die Hohe der Gewitterwolken schwankt mit der Jahreszeit, sie ist im Sommer grosser als im Winter, bei sehr heissem trockenem Wetter grosser als bei feuchter kuhler Witterung, sie (die absolute Hohe) steigt mit der mittleren Hohe des Landes, ist im Innern des Landes grosser als an den Kusten, in hoheren Breiten ist sie geringer als in niedrigen Infolge der in Begleitung der Gewitter meist auftretenden tieferen Wolkenschichten unterhalb des Gewitterherdes unterschatzt man zu oft die wahre Hohe der Gewitter Beobachter auf Bergen glauben haufig, wenn sie bei einem nahen oder entfernten Gewitter in Wolken eingehullt sind und die Blitze von unten heraufleuchten, in welcher Richtung die Wolken am wenigsten dicht sind, das Gewitter unter sich zu haben [3])

Precht nimmt als untere (relative) Hohe der Gewitterwolken, bestimmt durch Hohenwinkel des Blitzes und Zeitdifferenz zwischen diesem und dem Donner, durchschnittlich 1000 m an Das ist dasselbe, was ich in unseren Nordalpen als untere Grenze angegeben (1400 m, absolut aber ca 1000 m relativ)

Der Wirt (Pohl) auf der Schneekoppe (1600 m) gab Reimann an, dass von den durchschnittlich 18 Gewittern im Jahre 10 unterhalb sich abspielen, 5—6 ihren Sitz in der Hohe der Koppe, und 2—3 eine grossere Hohe haben [4]) Dagegen sagte mir der Beobachter auf der Schmittenhohe (Hubinger), Salzburg, in 1950 m, dass er sich nicht erinnere, innerhalb 14 Jahren je ein Gewitter unter sich gehabt

---

[1]) Dadurch unterscheiden sich meist die herannahenden Gewitter oder schweren Regengüsse von heranziehenden Landregen oder schwachen Regen [2]) Bergsma, Met Z V S 276.

[3]) Diese und andere Täuschungen habe ich erörtert in Met. Z 1886 S 323 Seither habe ich noch öfter, auch auf dem Rigi, ganz ähnliche Beobachtungen machen konnen [4]) Met Z 1886 S 251

zu haben. Kämtz, der mehrere Monate auf dem Rigi (1800 m) und auf dem Faulhorn (2683 m) meterologische Beobachtungen angestellt hat, bemerkt, dass er nie ein Gewitter unter sich beobachtet habe, wohl aber über sich. So konnte er vom Faulhorn aus bei einem Gewitter feststellen, dass dessen unterer Wolkenrand nahe horizontal war und das Silberhorn des Jungfrau noch unter sich liess. Aus der Winkelhöhe, unter welcher ein Blitz erscheint, und der mittelst des Donners konstatierten Entfernung konnte Kämtz 1874 in Halle die Höhe einiger Blitze zu 1900—3100 m bestimmen, das Minimum bei einigen durch den Zenit gehenden Blitzen war 1300 m.[1])

Ich habe im September 1886 bei heissem Wetter im Pinzgau schöne Gewittercumuli unter Blitz und Donner über das Wiesbachhorn (3500 m) hinwegziehen sehen. Selbst den Gipfel des Mont Blanc (4810 m) sollen die Gewitter zuweilen unter sich lassen.

Plumadon sah vom Puy de Dôme aus (31. Juli 1892) in ENE von Clermont Gewitter zwischen Thiers und Lezoun. Die Gipfel der Cumulusmassen erreichten 10 km Höhe. Die Blitze, lebhaft und zahlreich, nahmen ihren Ursprung in der ganzen Wolkenmasse, die sich völlig isoliert vom reinen Himmel abzeichnete. Einige Blitze sprangen von den Wolkenkuppen selbst nach oben ins Blau des Himmels, nachdem sie feurige Figuren gebildet hatten von der Farbe geschmolzenen Eisens bis zu reinem Weiss. (La Nature. 5. Nov. 1892 und Ciel et Terre. 16. Dez. 1893. S. 468.)

Ein ebenso eifriger als erfahrener Gewitterbeobachter, K. Prohaska, dem man das Gewitterbeobachtungsnetz in den Ostalpen verdankt, sah in vielen Jahren in den Julischen Alpen und in den hohen Tauern mit einer einzigen Ausnahme (21. Juli 1899 im Gailthale, Basis der Gewitterwolke 1600 m) die Gewitter stets über die Bergspitzen von 2300—2800 m hinwegziehen, und er führt mehrere Fälle an, wo die untere Höhe der Gewitterwolken 3500—4000 m betragen (z. B. die Glocknerspitze 3800 m unter sich gelassen) hat.

Der Gipfel der in NW von Graz gelegenen Gleinalpe (1990 m) wird sehr selten und dann nur bei Ostgewittern von den Gewitterwolken gestreift. Die Isobrontenkarten beweisen ferner, dass die hohen Tauern, die keine unter 2400 m herabgehende Einsenkung besitzen, sowohl von Norden als von Süden her von den Gewittern überschritten werden.

Der Gewitterbeobachter in Trafoi (am Stilfserjoch 1550 m), Pfarrer G. Prieth, hat die Erfahrungen der Bergführer und Strassenarbeiter gesammelt, aus denen sich ergiebt, dass die Basis der Gewitterwolken im Ortlergebiet durchschnittlich 3200—3500 m betragen dürfte, sie lassen nicht selten die Ortlerspitze (3900 m) unter sich. Prieth selbst hält dafür, dass die untere Fläche der Gewitterwolken nur selten unter 3000 m herab gehe.[2])

Die Erfahrungen auf dem Sonnblickgipfel (3100 m) zeigen allerdings, dass in den Tauern, 47° nördl. Br., in dieser Höhe die elektrischen Entladungen durchschnittlich viel schwächer sind, als in der Niederung. Es kommen aber zuweilen auch noch sehr heftige Blitzschläge vor, was auf eine grosse relative Höhe der Gewitterwolken oberhalb 3 km hinweist. Dagegen sind auf dem Säntisgipfel (2500 m) die Blitzschläge noch sehr kräftig, so dass sie die Schalen des Robinsonschen Anemometers zum Teil abgeschmolzen haben (trotz Blitzableiter). Sie sind auch sehr häufig.

Gut beglaubigte Fälle von Gewittern, die in der That ganz unterhalb 1500 oder 2000 m sich entladen haben, werden mitgeteilt von K. Kolbenheyer und Knop. Ersterer sah auch Blitze nach oben fahren.[3])

Haidinger führt einen Bericht aus der Gegend von Admont an, nach welchem (am 26. August 1827) eine Gewitterwolke, die nur 28 m über dem Thale schwebte und nur 8 m dick war, einen Blitz lieferte, der zwei Priester im Chore des Klosters tötete.[4]) Dies wird fortwährend wieder zitiert. Wer aber den Originalbericht liesst, dürfte sich überzeugen, dass nicht diese niedrige Wolke die Gewitterwolke war. In Fällen, wie bei dem früher erwähnten Blitzschlag Lodges, kann übrigens in der That von einer niedrigen Wolke ein Blitz ausgehen, während die eigentliche Gewitterwolke in viel grösserer Höhe sich befindet.

Am niedrigsten ziehen die Gewitter im Winter. Bei den Schnee- und Graupelböen, die sich nicht so selten in einem oder wenigen Blitzschlägen entladen, kann zuweilen von einer unteren Begrenzung der Gewitterwolken gar nicht die Rede sein. Die Wolke reicht bis zur Erdoberfläche herab, der ganze Luftraum (vom Boden bis zur oberen Begrenzung der Wolke) besteht aus durcheinander wirbelndem Schnee oder Graupeln.

III. Die örtliche Verteilung und die Bewegung der Gewitter.

A. Häufigkeit der Gewitter in den verschiedenen Teilen der Erdoberfläche. Die Grundlagen für eine einigermassen verlässliche Karte der geographischen Verteilung der Gewitter fehlen noch. Nicht allein wegen Mangel an

---

[1]) Kämtz, Vorlesungen über Meteorologie. S. 423—430.

[2]) K. Prohaska, Bemerkungen über Gewitter und deren Klassifikation. Graz 1894. I. Staatsgymnasium.

[3]) Met. Z. 1886. S. 464 u. 508; s. auch Reimann, ebenda S. 251.

[4]) Haidinger, Niedrigste Höhen der Gewitterwolken. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. IX. S. 338. Juli 1852 und Berichtigung B. XII. S. 680.

Berichten aus grossen Teilen der Erdoberfläche, sondern auch wegen oft gänzlicher Unvergleichbarkeit der Angaben aus jenen Teilen, von welchen Angaben vorliegen. Das vorhandene Beobachtungsmaterial aus verschiedenen Ländern konnte nur mit sorgfältigster Kritik zu einer Karte der Gewitterfrequenz verwendet werden [1]) Dazu kommt noch, dass von vielen Orten die Zahl der einzelnen Gewitter, von den meisten allerdings die Zahl der Gewittertage vorliegt Nur letztere Zählung kann einigermassen vergleichbare Daten liefern Der Versuch einer Erdkarte der jährlichen Gewitterfrequenz, wie ihn A Klossovsky geliefert hat, muss demnach noch als verfrüht bezeichnet werden [2])

Zu einer Schätzung der „elektrischen Energie“ der Atmosphäre in verschiedenen Teilen der Erde ist die gegenwärtige Gewitterstatistik schon gar nicht zu verwenden. Ein kurzes Gewitter mit einem oder wenigen Schlägen tritt in derselben mit gleichem Gewichte auf, wie stundenlang anhaltende Gewitter mit zahllosen und mit den heftigsten Entladungen Sämtliche Gewitter von 2 Dezennien im Norden Europas (Island, Faröer etc.) liefern zusammen wohl nicht soviel Blitze, als ein einziges Gewitter in den Südalpen gelegentlich aufweisen kann.[3])

Die Häufigkeit der Gewitter nimmt im allgemeinen von der Äquatorialzone mit zunehmender Breite ab, in den Zirkumpolarregionen sind die Gewitter sehr selten Es giebt aber auch in niedrigen Breiten grosse Teile der Erdoberfläche, wo die Gewitter selten sind oder fast ganz fehlen, so in der Mitte der Passatgürtel über den Ozeanen, an den regenarmen Küsten von Peru bis Chile hinab, desgleichen an der Westküste von Afrika unter ähnlichen Breiten, an der Küste von Marokko, dann in den regenarmen Wüsten und Steppengebieten aller Kontinente Merkwürdig ist die Seltenheit der Gewitter an der regenreichen tropischen Ostküste Südamerikas von Pernambuco bis Bahia.

Boussingault sagte bekanntlich von dem äquatorialen Südamerika, dass dort ein mit feinen Sinnen begabter Beobachter den Donner das ganze Jahr hindurch würde rollen hören [4]) Ebenso bemerkt Abercromby In dem Doldrumgürtel, rings um die Erde, sieht man überall, sowie die Dämmerung eintritt, mehr oder weniger intermittirende Flächenblitze, die bis zum Morgen anhalten In den Gebieten hohen Druckes, den Passatgebieten, sieht man keine Blitze, sobald man aber in das Band niedrigen Druckes zwischen den Passaten oder Monsunen eintritt, beginnen die elektrischen Entladungen jede Nacht aufzutreten, selbst wenn es zu keinem wirklichen Gewitter kommt [5])

Renou zeigt, dass auch in mittleren Breiten die Häufigkeit der Gewitter jenen in den Tropen gleichkommen, ja sie übertreffen kann Nach 5jährigen Beobachtungen (1888—1892) in Frankreich giebt es daselbst nur 62 Tage im Jahre ohne ein Gewitter (irgendwo in Frankreich), 303 Tage mit Gewittern Vom Mai bis September ist kein Tag ohne Gewitter Da in den meisten Tropengegenden die Gewitter in der Trockenzeit aussetzen, so haben dieselben weniger Gewitter als Frankreich. (Dies gilt aber nicht für die Häufigkeit an einem Orte)

Die mittlere Zahl der Gewittertage ist etwa zu Batavia 95, zu Buitenzorg 167, Palembang 116, Quito 111, Bismarckburg (8 2° nördl Br) 167, Mexiko 139 etc In der äquatorialen Zone kann man 100—150 Gewittertage im Jahre annehmen (aber nicht überall, z B Küste von Ecuador, Galapos-Inseln, Guano-Inseln des Grossen Ozeans etc) In den mittleren Breiten sinkt die durchschnittliche maximale Gewitterfrequenz auf 50—30 Tage herab, in der Nähe und jenseits des Polarkreises auf

---

[1]) Die Zahl von Gewittern oder Gewittertagen, die für einen Beobachter zur Wahrnehmung kommt, ist selbst bei gleicher Aufmerksamkeit in hohem Grade von Nebenumständen abhängig, wie Lage der Wohnung, Beschäftigung etc Dieselben können die Zahl der notierten Gewitter um die Hälfte erhöhen oder erniedrigen.

[2]) A Klossovsky, Distribution annuelle des orages à la surface du globe terrestre Mit Karte

[3]) Bei dem Gewitter vom 29 August 1885 im Gailthale (Südwestkärnten) zählte Prohaska in $14^1/_2$ Minuten in S und SW allein 1000 Blitze, am 10 August 1887 von 8—$9^3/_4$h 3500 Blitze — Die jetzt konstruierten Apparate (Elektroradiographen) zur Registrierung elektrischer Wellen (ferner und naher Blitze) werden mit der Zeit eine genauere Gewitterstatistik ermöglichen S Met Z 1901 S 139 und Phys Zeitschrift II 1901 S 277

[4]) Man hat jetzt Apparate konstruiert, welche in der That die Entladungen sehr ferner Gewitter hörbar machen. Das Elektroradiophon ersetzt diesen feinen Sinn, indem es den Donner bis über 100 km hörbar macht. Phys Zeitschrift II

[5]) Abercromby, Nature March 24 1887 Diese elektrischen Entladungen haben eine Periodizität, man beobachtet von 1—2 h morgens an eine starke Abnahme der Blitze

wenige Tage im Jahre. Doch ist es unrichtig, das jenseits 75° nördl. Br. die Gewitter absolut fehlen. Selbst unter 78° hat man auf W-Spitzbergen Gewitter beobachtet. H. Harries konnte zwischen 69 und 73° nördl. Br. noch 24 Gewitteraufzeichnungen den Logbüchern entnehmen. Island hat im Mittel nur 1.1 Gewittertage, die Faröer 1.5, Ivigtut 0.5, Godthaab kaum 0.2, Jakobshavn und Upernivik 0.0. An der Küste des Weissen Meeres haben Kola, Kew, Archangel durchschnittlich 5 Gewittertage. Im Innern von Nordasien sind in ähnlicher Breite die Gewitter noch etwas häufiger, Turuschansk nahe dem Polarkreis hat etwa 8 Gewittertage, Jakutsk 5, Irkutsk 6, selbst zu Werchojansk kommt es noch gelegentlich zu einem Gewitter.

H. Harries hat aus den Schiffsjournalen die Gewitterberichte aus hohen Breiten ausgezogen und zwischen 60 und 75° nördl. Br. 59 Gewittertage notiert gefunden, die Mehrzahl im Nordosten des europäischen Eismeeres, im Gebiete der Golfstromdrift. Der August ist in diesen Breiten entschieden der gewitterreichste Monat.[1])

An der Westküste von Norwegen nimmt die Zahl der Gewittertage von 5.7 im Süden ab auf 4.0 in Romsdal und Trondheim, auf 2 in Norland und auf 1.8 in Finmarken. In gleicher Breite sind in Schweden die Gewitter häufiger. Norland 6.3, Svealand 8.4, Gotaland 9.5. Auch auf den britischen Inseln nimmt die Gewitterhäufigkeit von der Westküste landeinwärts zu und ist an der Ostküste grösser als an der Westküste. Irland hat an der Westküste 4.3, Ostküste 6.6, Wales 6.9. England: Südküste 10.2, Inland und Ostküste 14.3.

In den Vereinigten Staaten nimmt die Häufigkeit der Gewitter (Tage?) von Florida und den östlichen Golfstaaten mit 45, nach Norden an die kanadische Grenze und nach Westen gegen 105° westl. L. bis auf 20 ab. Aber auch hier nimmt die Gewitterfrequenz anfänglich von den atlantischen Küsten landeinwärts zu (unter 40° nördl. Br. von 25 an der Küste bis auf 35 unter 90° westl. L.), dann mit Zunahme der Trockenheit wieder ab. Am gewitterärmsten ist das pazifische Küstengebiet mit 3 (im Norden) bis 1 Gewitter im Süden (Los Angeles, San Diego).

Im allgemeinen steigt die Gewitterfrequenz mit der Annäherung an die Gebirge. Grosse Ebenen sind relativ zur Umgebung gewitterarm. In Russland zeigt der Kaukasus, das Uralgebirge und der Altai die Zunahme der Gewitterfrequenz von den Niederungen gegen das Gebirge. Der Ural hat, trotz seiner kontinentalen Lage immer noch 20—26 Gewitter (nur im Sommer), dann nimmt die Gewitterfrequenz über den Niederungen von Westsibirien ab (auf 10—12), um mit der Annäherung an den Altai wieder zu steigen (Barnaul 21).

In den höheren Gebirgen selbst aber zeigt sich im allgemeinen eine Abnahme der Gewitterhäufigkeit von den Aussenseiten gegen die inneren Thäler und auch gegen die inneren Hochgipfel. In den Alpen ist der Nord- und namentlich der Südrand sehr gewitterreich, dagegen sind das obere Rhonethal, Innthal, Etschthal, Ennsthal, Murthal gewitterarm, ebenso Graubünden. Viele der grossen Gewitterzüge erreichen nicht das Innere der Gebirge, welches hauptsächlich lokale Gewitter hat und nur bei grossen Wetterstürzen an den allgemeinen Gewittern teilnimmt.[2])

Die Zunahme der Gewitter von der Niederung gegen den Rand des Gebirges und die Abnahme im Gebirge selbst zeigen folgende Beobachtungsergebnisse[3]), Mittel der 6 Jahre 1880—1885:

	Breslau	Eichberg	Schreiberhau	K. Wang	Schneegruben	Schneekoppe
Jahr	18·5	28·3	23·2	19·0	18·6	18·1
April-Juni	7·8	11·8	7·5	6·5	—	5·2

In den höheren Lagen werden namentlich die Frühlings- und Frühsommergewitter seltener.

Gewitter auf dem Meere. Arago konnte noch die Meinung aussprechen, dass es auf offener See wohl überhaupt kein Gewitter gäbe. Die Beobachtungen haben seither gezeigt, dass diese Ansicht irrtümlich war. Bestätigt hat es sich

[1]) H. Harries, Arctic Hail and Thunderstorms. Journ. R. Met. Soc. XXII. 1896. S. 251. Mit einer Kartenskizze der Häufigkeit der arktischen Gewitter. Die Hagelnotierungen beziehen sich aber wohl zumeist auf Graupel, da sie Maxima im Frühling und Herbst haben.

[2]) Die geringere Zahl der in den inneren Alpenthälern notierten Gewitter ist allerdings auch darin begründet, dass nur die nahen Gewitter dort zur Beobachtung kommen, aber die Abnahme ist zum grösseren Teil wohl reell. Auch auf Bergstationen kommen, weil sie beim Vorübergang von Gewittern rasch in Wolken gehüllt werden, zu wenig Gewitter zur Beobachtung.

[3]) E. Reimann, Gewittererscheinungen im Riesengebirge. Met. Z. 1886. S. 249.

aber, dass die Gewitter uber dem Meere seltener sind als uber dem Lande. Besonders in den mittleren Breiten nimmt die Zahl der Gewitter mit der Annaherung an das Land stark zu, weniger in den Tropen und in den aquatorialen Gebieten [1]) Die Abnahme der Gewitter uber dem Meere mit zunehmender Breite zeigt sich deutlich in den folgenden Zahlen, welche angeben, auf wieviel Prozente der Beobachtungstage im Indischen Ozean ein Gewittertag kommt

Sudl Breite	34—36°	36—40°	40—44°	44—48°	48—50°
Gewitterfrequenz	1 2	4 5	4 3	2 5	0 0 Proz

Im eigentlichen Passatgebiet sind elektrische Erscheinungen selten, mehren sich aber mit der Annaherung an das Land. Auch langs der warmen Stromungen werden die Gewitter haufiger. [2])

B. Richtung und Geschwindigkeit der Gewitterzuge. Mit Ausnahme der lokalen Nachmittagsgewitter der Gebirge, die sich uber den Bergen selbst bilden, deshalb uber denselben stehen bleiben und sich abends wieder auflosen, haben die meisten Gewitter eine fortschreitende Bewegung. Diese Fortbewegung ist geradezu eine Bedingung der langeren Andauer der Gewitterthatigkeit [3])

Die Gewitter folgen bei ihrem Fortschreiten den in den mittleren oder oberen Schichten herrschenden Luftstromungen, welche durch die Luftdruckverteilung in diesem oberen Niveau bedingt sind und konnen deshalb auch dem Unterwind entgegenziehen, was ofter der Fall ist

Wenn man die Richtung notiert, aus welcher die Gewitter heranziehen, so ergiebt sich, wie zu erwarten, in den gemassigten Zonen zumeist ein Gewitterzug aus Westen Dies gilt wenigstens fur ganz Europa Die Notierungen des Gewitterzuges in Frankreich, Italien, Sud- und Norddeutschland, Russland ergeben eine vorherrschende Richtung aus W und SW (in Schweden mehr aus SW und S), wie folgende Mittelwerte zeigen:

Mittlere Zugrichtung der Gewitter in Europa (Prozent)

N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
7	5*	5	7	10	24	27	15

Die Westrichtung (Zug aus Westen) der Gewitterzuge herrscht namentlich in Italien vor, in Frankreich und Deutschland mehr W und SW, in Wien und Budapest tritt daneben auch die sudostliche Richtung starker hervor mit etwa 12 Proz und Nord mit 15 Proz, in Schweden ist der Gewitterzug noch sudlicher SE 12 Proz, S 19 Proz, W 20 Proz Im europäischen Russland entfallen auf SW 28 Proz, W 19 Proz, S rund 16 Proz, NW 12—13 Proz, E nur 4 Proz In Sibirien entfallen auf S 14, SW 21, W 20, NW 18 Proz, die seltenste Richtung ist E mit 5 Proz

Auch in den Vereinigten Staaten ziehen die Gewitter meist aus Westen, die Gewitterfronten haben wie in West- und Mitteleuropa meist die Richtung Nord-Sud. Die Gewitter ziehen aber hier vom Lande gegen das Meer, nicht wie bei uns von der See gegen das Innere des Landes

In den Tropen ziehen die Gewitter vielfach dem Seewinde entgegen, vom Innern des Landes gegen das Meer Dies tritt recht auffallend hervor an der Westkuste des tropischen Afrika, aber auch noch und entschieden in Deutsch-Sudwestafrika, wo sie allerdings die Kuste nicht mehr erreichen Auch an der Ostkuste

[1]) Sehr schön bringt das zur Darstellung die Karte 7 in A v Danckelman, Regen, Hagel und Gewitter im Indischen Ozean Archiv der Deutschen Seewarte III 1880

[2]) Siehe P Schlee, Niederschläge, Gewitter und Bewölkung im Südatlantischen Ozean Archiv d Deutschen Seewarte 1892

[3]) Sehr lebendig und klar hat dies Mohr beschrieben in „Gewitter und Hagelwetter“ Pogg Annalen B 117 1862 S 89

von Südindien, in Madras, ziehen die Gewitter dem Seewinde entgegen, folgen also der oberen Luftströmung.

Besonders interessant ist in dieser Beziehung der Zug der Gewitter auf beiden Seiten der Halbinsel Florida.

Häufigkeit der Richtungen der Gewitterzüge an den Küsten von Florida (Prozent).

	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
Ostküste	4	2*	4	7	8	**45**	12	18
West- und Südküste	4	10	**28**	16	13	13	12	4*

Die Gewitter ziehen also auf beiden Seiten aus dem Innern des Landes gegen die See hinaus, wie über dem tropischen Afrika. Sie folgen dabei der Richtung der oberen Luftströmung, die aus dem Innern des erwärmten Landes auf das Meer hinaus gerichtet ist.[1])

Auf den Einfluss der Lokalverhältnisse auf die Richtungen der Gewitterzüge kann hier nicht eingegangen werden. Es mag nur des grossen theoretischen Interesses wegen hingewiesen werden auf die streitige Frage, ob Flussläufe auf die Gewitterzüge Einfluss nehmen oder nicht. Die Gewitterforscher der norddeutschen Niederung nehmen die verzögernde oder hemmende Wirkung der Flüsse auf die Gewitter als erwiesen an. Kommt ein Gewitter an einem Flussufer an, so löst sich die Front auf; mitunter bildet sich eine neue Front am anderen Ufer. Da im Sommer die Luft über den Flüssen und Meeren kühler ist als die Umgebung, also eine Tendenz zu einer herabsinkenden Luftbewegung über ihnen vorhanden ist, so würde diese Ansicht auch von Seite der Theorie eine Unterstützung finden.[2]) M. v. Rohr findet aber auch bei den Gewittern vom 11. Dezember 1891 ein mehrstündiges Aussetzen aller elektrischen Erscheinungen an den Flussufern für gut beglaubigt. Die Regenfronten schritten fort mit annähernd gleicher Geschwindigkeit wie die Isobronten vor- und nachher, nach 3 Stunden konnten auch letztere wieder verzeichnet werden.[3]) Da im Winter die Flüsse wärmer sind als das Land, passt also diese Erklärung nicht und es müsste eine anderweitige Wirkung der Flüsse gesucht werden.

Da die Gewitter andererseits hohe Gebirgszüge ohne Ablenkung überschreiten, so halten andere Forscher die Einwirkung der schmalen Wasserbänder der Flüsse auf die sehr hochziehenden Gewitterwolken für sehr unwahrscheinlich, soweit derselben eine allgemeinere Bedeutung beigemessen wird.

Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Gewitter. Die in den letzten Dezennien in vielen europäischen Ländern eingerichteten Beobachtungsnetze[4]) haben es erst ermöglicht, die Geschwindigkeit der Gewitterzüge festzustellen. Die zahlreichen Beobachtungsstationen gestatten es, diejenigen Orte, wo ein bestimmtes Gewitter zu gleicher Zeit beobachtet worden ist, auf der Karte durch Linien zu ver-

[1]) Met. Z. 1897. S. 56. Dass die Land- und Seewinde in den Tropen vielfach zur Entstehung von Gewittern Veranlassung geben, wird von vielen Reisenden berichtet. Das Gewitter folgt dann dem oberen Landwind. Nach Mitchie Smith hat der Seewind starke + Elektrizität, der trockene staubreiche Landwind — Elektrizität. Siehe Met. Z. 1895. S. 458.

[2]) Börnstein, Die Gewitter vom 13. bis 17. Juli 1884 in Deutschland. Archiv der Deutschen Seewarte. VIII. 1885. S. 18 und Met. Z. 1900. S. 377. „Die Gebirge dagegen ziehen das Gewitter derartig an, dass sie sein Herannahen beschleunigen, sein Abziehen verlangsamen.“ Mit lehrreichen Isobrontenkarten. — Bei Ballonfahrten hat man öfter im Sommer eine niedersinkende, im Winter eine aufsteigende Bewegung der Luft über Wasserflächen wahrnehmen können. Siehe Moedebeck, Berliner Meteorologische Gesellschaft. 10. April 1888, Ciel et Terre, 1888. 1. Mars. pag. 24 etc.

[3]) M. v. Rohr, Die Gewitter vom 11. Dezember 1891. Kgl. Preussisches Meteorologisches Institut. Gewitterbeobachtungen 1891. Berlin 1895.

[4]) Frankreich 1865, Norwegen 1867, Schweden 1871, Belgien und Italien 1876, Bayern 1879, Niederlande 1880, Sachsen 1881, Württemberg 1882, Preussen 1886, England 1887, Österreich (Prohaska) und Neuengland-Staaten 1885.

binden Die zeitliche Verschiebung dieser Linien giebt das Mass fur Geschwindigkeit des Fortschreitens eines Gewitterzuges. Da ein Gewitter langere Zeit andauert, so muss man an allen Orten die gleiche Phase der Gewitterthatigkeit auf die Karte eintragen Die Linien, welche diese Orte verbinden, sind Gewitter-Isochronen. In vielen Gewitterbeobachtungsnetzen nimmt man den ersten hörbaren Donner eines nahenden Gewitters als jene Phase, deren Eintrittszeit auf der Karte notiert wird, in anderen (z. B. in Italien) die Zeit der starksten Entwickelung des Gewitters (fase massima), in anderen den Eintritt des Regens (Amerika) Die Linien, welche die Orte verbinden, an welchen der erste Donner gleichzeitig gehort worden ist, nennt man **Isobronten** (s Fig 92), in Italien sind es Linien der gleichzeitigen grossten Heftigkeit des Gewitters, in Amerika entsprechen sie den Regenfronten Naturlich werden uberall daneben noch die anderen wichtigsten Phasen und Eigentumlichkeiten im Auftreten des Gewitters von den Beobachtern notiert

Das Gewitter vom 20 Juni 1896, dessen Fortschreiten Fig 92 zur Anschauung bringt, betrat die deutsche Westgrenze um 5½h morgens bei Strassburg, erreichte Passau um 4h abends, Freistadt in Oberosterreich um 5½h, Linz und Budweis um 6h, Wien zwischen 8 und 9h abends, es legte demnach eine Strecke von ca 640 km in ca 15 Stunden zuruck (42½ km pro Stunde)

Bei grossen Gewittern, die mit langen und fast geradlinig verlaufenden Fronten uber ein Land hinwegziehen, wie im vorstehenden Falle, ist es leicht, die Geschwindigkeit des Gewitterzuges zu bestimmen Bei sehr vielen Sommergewittern aber, namentlich in Gebirgslandern, wird es dagegen sehr schwer, die Gewitterzuge zu konstruieren, weil, bei zahlreichem Auftreten von Gewittern an vielen Orten, die Vereinigung der Gewittermeldungen zu Gewitterzugen der Sicherheit ermangelt Die mehr lokalen Gewitter von geringer Ausbreitung zeigen auch meist nur eine langsame Fortbewegung, während die grossen Gewitter rascher fortschreiten Es kommen bei der Fortbewegung der Gewitter alle Geschwindigkeiten vor, vom fast stationaren Verweilen bis zu Geschwindigkeiten von 60 km pro Stunde und daruber Da man aber zur Feststellung der Geschwindigkeit des Fortschreitens nur mit einiger Sicherheit konstruierte Gewitterzuge verwendet, so nehmen auf die nachfolgenden Mittelwerte der Geschwindigkeit die lokalen und fast stationaren Gewitter wenig Einfluss

Als durchschnittliche mittlere Geschwindigkeiten des Fortschreitens der Gewitter hat man gefunden in Kilometern pro Stunde Norwegen 38, Russland 41 [1]), Frankreich 41, Niederland 38·7, Suddeutschland 36 8 (1879—1891), Steiermark, Karnten, Krain 30·4, Oberitalien 35 1, Mittel- und Unteritalien 39 0.

Die Geschwindigkeit nimmt von Nord nach Sud, sowie von Suden nach Norden gegen die Alpenkette hin ab (von 39 4 auf 37 7) Sie ist an der Mainlinie grosser als in Sudbayern und in Mittelitalien grosser als in Oberitalien

In den Vereinigten Staaten scheint, wie zu erwarten, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Gewitter viel grosser zu sein als in Europa Das Mittel von 2 Jahren (1886/1887) fur die Neuengland-Staaten ist 54 4 km (Minimum 23, Maximum ófter uber 80 km) [2])

Die Geschwindigkeit der Gewitterzuge hat aber eine jahrliche und eine tagliche Periode

Wie bei den Barometerdepressionen ist auch bei den Gewittern die Fortpflanzungsgeschwindigkeit im Winterhalbjahr grosser als im Sommerhalbjahr Bei der Seltenheit der Wintergewitter liegen uber deren Geschwindigkeit allerdings nicht hinreichend viele Messungen vor, um die Mittel mit jenen des Sommers vollig vergleichbar zu machen [3]) In Niederland geben die Monate Marz, April und August, September ein Mittel von 43 km (September 48), Mai bis Juli nur 33 km; in Suddeutschland Winterhalbjahr 43 3, Sommerhalbjahr 38 4; Russland kalte Jahres-

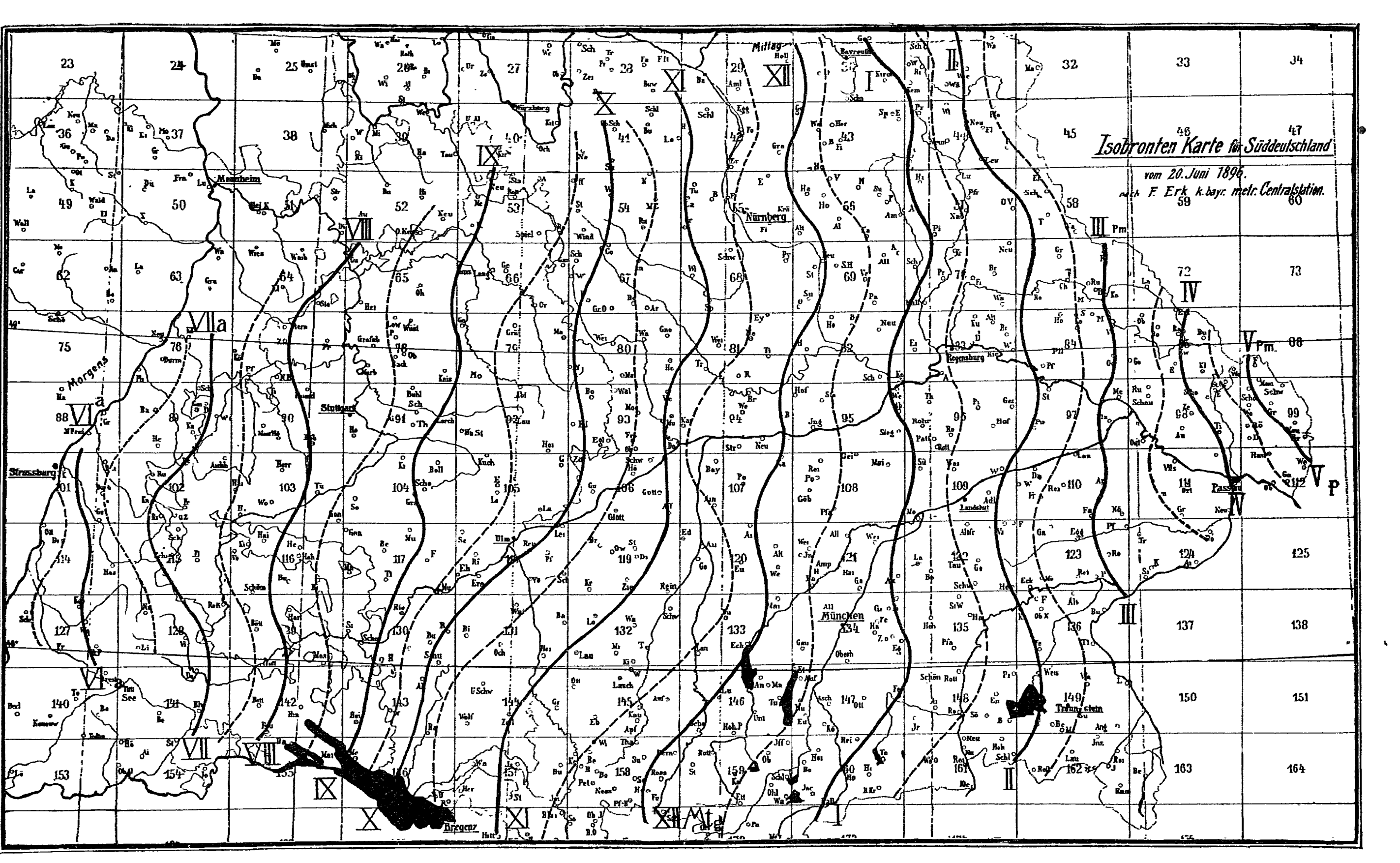
---

[1]) Wahres Mittel mit Rücksicht auf Simultanzeit 45 6

[2]) 1886 liess sich bei 40 Proz der Gewitter die Geschwindigkeit berechnen, fur 1887 fehlt diese Angabe

[3]) Die Gewitter vom 11 Dezember 1891 hatten nach M v **Rohr** eine mittlere Geschwindigkeit von 66½ km, die Seegewitter sogar 79 7

Fig. 92.



Isobrontenkarte für Süddeutschland. Die Einteilung (das Netz der Karte) ist jene der „Arbeitskarten", in welche die einlaufenden Tagesmeldungen eingetragen werden.

zeit 51, warme 45 km Italien macht eine Ausnahme, April, Mai und September geben 33 7, Juni, Juli, August 37 9 km

Die tägliche Periode stimmt insofern mit der jährlichen überein, als im allgemeinen die Nachtgewitter eine grössere Geschwindigkeit haben als die Taggewitter

Die folgenden Zahlen geben für 2 stündige Intervalle die mittlere Geschwindigkeit der Gewitterzüge an

Mittlere Geschwindigkeit der Gewitterzüge

Mittn —2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mittg	—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mittn
Süddeutschland [1]) 1880—1888 (Winter- und Sommerhalbjahr)											
42 8	39 4	38 8	40 3	37 3	36 5*	36 9	37 2	36 3	37 1	40 1	42 5
36 9	35 7	35 4	34 7	32 4	31 5*	31 6	32 9	33 0	33 8	35 3	36 4
Steiermark, Kärnten, Krain 1886, 1887, 1897 (3 Jahre)											
39 0	**39 4**	38 4	**45 3**	39 8	31 2	27 2ˣ	27 7	29 2	30 0	35 0	38 0

Die grösste Geschwindigkeit haben in Bayern die Nachtgewitter, in den Ostalpen die Frühgewitter, die kleinste Geschwindigkeit haben überall die Gewitter zwischen Mittag und 2^h Die tägliche Variation ist in den Ostalpen sehr beträchtlich, viel kleiner in Süddeutschland Schönrock fand in Russland das Maximum 49 km 9—10^h abends, das Minimum 2^h p m 34 km Dass die Wintergewitter und Nachtgewitter die grösste mittlere Geschwindigkeit haben, ist jedenfalls auch darin begründet, dass um diese Zeit die lokalen Gewitter mit geringer Fortpflanzungsgeschwindigkeit fehlen, welche im Sommer am Nachmittag die mittlere Geschwindigkeit herabdrücken.

Da die Gebirge eine viel grössere Zahl derartiger lokaler Nachmittagsgewitter mit geringer Bewegung haben als das flache Land, so tritt daselbst die tägliche Variation der Geschwindigkeit am stärksten hervor, und es wird auch die mittlere Geschwindigkeit überhaupt herabgemindert Namentlich die Südseite der Ostalpen kennt die grossen Frontgewitter, von denen Fig 89 ein Beispiel giebt, fast gar nicht, auf der Nordseite der Ostalpen sind sie noch häufiger

Geht man weiter auf die Geschwindigkeit der Gewitter nach deren Zugrichtung ein, so ergiebt sich daraus ein neues Argument für den obigen Satz

In Frankreich ist die mittlere Geschwindigkeit der Gewitter N und NW 33, W und SW 49, S 31, SE und E 27 km

In Russland SW, W, NW 45 km, N und NE 32 km

In Niederlande NW und W 37, SW 48, S 35, SE und E 31 5 km

In Süddeutschland I Quadrant NNE bis E 28 7, II Quadrant ESE bis S 29 2, III Quadrant SSW bis W 41 0, IV Quadrant WNW bis N 39 5 km

Auf der Südseite der Ostalpen S und SW 32 8, W und NW 32 0, E und SE 23 3, N und NE 22 8 km

In Italien N 33, NW 38, W 36, SW 37, S und NE 28, E 25 km

Überall kommt den Westgewittern die grösste, den Ostgewittern die kleinste Geschwindigkeit zu

Die Ostgewitter sind überall die mehr lokalen und (wie früher nachgewiesen) auf die Nachmittagsstunden beschränkten, zugleich kurzlebigen Gewitter, die Westgewitter dagegen die allgemeinen Gewitter, die auch nachts häufiger sind

---

[1]) C Lang, Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Gewitter in Süddeutschland 1879—1888 Beobachtungen in Bayern B X 1888 — Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Gewitter während des Jahres 1891 Ebenda B XIII. 1891 S 25 Mittel für 1879—1891 Letztere Zahlen sind wesentlich niedriger, wie folgende vergleichende Zusammenstellung zeigt

Mittlere Geschwindigkeit (Kilometer pro Stunde)

	Mittn —6	6—Mittg	Mittg —6	6—Mittn	Mittel
1880—1888	**41 3**	38 1	37 1*	39 9	38 68
1879—1891	**36 0**	32 9	**32 5***	35 2	**34 13**

Wo und zu welchen Zeiten die Ostgewitter häufiger auftreten, drücken sie die mittlere Geschwindigkeit herab, so auf der Südseite der Ostalpen und in den Nachmittagsstunden.

Je geringer die Luftdruckgradienten sind, desto kleiner ist die Geschwindigkeit der Gewitter. Bei hohem Barometerstand treten auf der Südseite der Ostalpen zuweilen viele Gewitter gleichzeitig auf, ziehen dabei nur träge und wiederholen sich nicht selten an demselben Orte öfter. Prohaska fand, dass bei einer Luftdruckabweichung von +3 mm an 37 Gewittertagen die mittlere Geschwindigkeit 24.3 km war, bei —3 mm an 25 Gewittertagen aber 37.5.[1]) Lang sagt, die Gewitter scheinen (in Bayern) um so rascher zu ziehen, je näher sie dem Südrande einer Barometerdepression sind.

Lang konnte feststellen, dass die Geschwindigkeit der Gewitterzüge in den Jahren 1883 und 1884 ein Maximum erreichte mit 42 km, und dann wieder abnahm 1887/1888 auf 36 km. Diese Abnahme hat sich noch fortgesetzt, denn im Jahre 1891 betrug die Geschwindigkeit nur 31 km. Lang sucht die Ursache in einer periodischen Verschiebung der Zugstrassen der Barometerdepressionen. Die Zugstrasse IV hatte sich 1883—1884 mehr nach Süden auf das Festland verschoben, und das steigerte die Geschwindigkeit der Gewitter (vermehrte die Zahl der Westgewitter, der „Frontgewitter", mit rascherer Bewegung). Seither haben die Zugstrasse IV und V eine nördlichere Lage eingenommen und sich vom Festlande entfernt. Damit nehmen die Westgewitter ab, die langsamen Ostgewitter aber nehmen mit Annäherung der Zugstrasse Vb zu. Seit 1886 nahmen die Frontgewitter stark ab, dafür gab es zahlreiche kleinere Gewitter, seit 1890 war wieder eine Zunahme der „Frontgewitter" bemerkbar. Die weitere Verfolgung dieser Anregung von Lang wäre von grosser Wichtigkeit.[2])

Dauer der Gewitter. Prohaska findet als mittlere Dauer der Gewitter in den Ostalpen (nach 12jährigen Aufzeichnungen) in Stunden: Winter 1·25, Frühling 1·29, Sommer 1·42, Herbst 1.57, Jahr 1·41; Seidl für Laibach 1·22 (Februar 0·50, September 2·00). Da die mittlere Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Gewitter daselbst rund 30 km beträgt, so erhält man als mittlere Breite der Gewitterzüge 42 km. Birkner hat aus den sächsischen Gewitteraufzeichnungen eine Zunahme der Dauer mit der Seehöhe gefunden: Dauer in 100—300 m Seehöhe 1·0 Stunden, 300—500 m 1·3, 500—700 m 1.4 über 700 m 1·5 Stunden.[3])

IV. Die zeitliche Verteilung der Gewitter. Jährliche und tägliche Periode der Gewitter. Andere Perioden.

A. Die Jahresperiode der Gewitter. In den Tropen- und Subtropenzonen fallen die Gewitterperioden mehr oder weniger mit den Regenperioden zusammen. In der Äquatorialzone und manchen Bergländern der Tropen überhaupt besteht die Regenzeit fast nur in einer nahezu täglichen Folge von Nachmittags- und Nachtgewittern. Auch in manchen Grenzgebieten der Tropen fallen die Regen fast nur in Form von Gewitterregen. In dem grösseren Teile des Tropengebietes aber wird die Regenzeit von Gewittern eingeleitet, dieselben werden seltener um die Mitte

---

[1]) Prohaska fand für die Ostalpen:

Luftdruckabweichung	+3	+3 bis 0	0 bis —3	unter —3 mm
Geschwindigkeit (km pro Stunde)	24	30	32	37

Die Gewitter aus E und SE haben eine mittlere Geschwindigkeit von 23 km, jene aus SW und W von 34 km.

[2]) Mittlere Geschwindigkeit der Gewitter in Süddeutschland:

Jahr	1879	1880	1881	1882	1883	1884	1885	1886	1887	1888	1889	1890	1891
Geschwindigkeit	34.7	38.1	38.6	39.0	42.7	41.7	44.0	37.7	36.5	35.7	26.8	31.7	30.4
Ausgeglichen	—	37.4	38.6	39.8	41.5	**42.5**	41.9	39.0	36.6	33.7	30.3	30.1*	—

[3]) Seidl, Klima von Krain und Birkner, Gewitterforschungen in Sachsen. Jahrbuch des meteorologischen Instituts. 1887. Anhang 5. Met. Z. 1889. Litteraturbericht S. 88.

der Regenzeit, und erst wieder haufig am Ende derselben Die Monsunregen Indiens beginnen mit einer Reihe von Gewittersturmen, in der Regenzeit selbst aber giebt es nur dann Gewitter, wenn eine Unterbrechung der Regen, eine Reihe schoner Tage eintritt, die wieder mit Gewittern schliesst. Sonst sind Gewitter selten bis zum Ende der Regenzeit, wo gewohnlich wieder eine Reihe von Gewittern das Ende der Monsunregen in Oberindien bezeichnet [1])

Eine vergleichende Zusammenstellung der tropischen Gewitterperioden ist noch ausstandig

In den Gebieten der subtropischen Winterregen treten die Gewitter im Winterhalbjahr auf Diese Zone ist aber im ganzen ziemlich gewitterarm

Die Ostseiten der Kontinente unter gleicher Breite haben Sommerregen und Sommergewitter und sind z T auch sehr gewitterreich [2])

Auf den Kontinenten (und an den Kusten) der mittleren Breiten herrschen die Sommergewitter weitaus vor, Wintergewitter fehlen im Innern des Landes ganz und sind auch an den Kusten selten. Um eine Vorstellung zu geben von der jahrlichen Verteilung der Gewittertage, mogen die Mittel aus einigen langeren Beobachtungsreihen in Europa hier Platz finden

Jahrliche Periode der Gewitter (Zahl der Gewittertage)

	Januar	Febr	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Sept	Oktob	Nov	Dez	Jahr
S Martin de Hinx[3])	1 5	0 7	1 7	2 6	4 3	6 3	5 6	4 9	4 3	2 3	1 5	1 5	37 2
Paris	0 1	0 1	0 3	0 8	2 6	3 0	2 6	2 1	1 2	0 6	0 1	0 1	13 6
Bremen	0 2	0 3	0 2	0 6	2 3	2 6	3 8	2 2	0 8	0 2	0 1	0 3	13 6
Berlin[4])	0 0	0 0	0 2	1 3	2 5	4 2	4 2	4 1	1 4	0 3	0 0	0 1	18 3
Stuttgart	0 1	0 1	0 1	1 0	3 3	3 9	3 3	3 0	2 8	0 1	0 1	0 0	18 7
Wien	0 0	0 0	0 1	0 9	3 0	4 2	4 2	3 2	0 7	0 2	0 0	0 1	16 6
Tarnopol	0 0	0 0	0 2	0 6	2 1	3 7	3.5	2 4	1 0	0 1	0 0	0 0	13 6

Das Maximum der Gewitterfrequenz in West- und Mitteleuropa fallt auf den Sommer und zwar auf Juni und Juli, der Winter ist gewitterarm, im Innern des Landes fehlen die Wintergewitter ganz, an den Kusten der Nordsee hat der Winter noch 3—7 Gewitter in einem Dezennium

Die Abnahme der Wintergewitter landeinwarts zeigt sich am besten auf der Skandinavischen Halbinsel (s Tabelle S 655). Zum Vergleiche ist die Gewitterhäufigkeit in Mitteleuropa, ebenfalls in Prozenten ausgedruckt, beigefugt

An der Kuste von Norwegen findet man neben dem verspateten Maximum im August noch ein sekundares Maximum im Januar (nur $^1/_5$ des ersteren im Betrage) Das Minimum hat der April, der Herbst ist viel gewitterreicher als das Fruhjahr Hinter der Kuste, im Innern von Norwegen, fallt das Maximum auf den Juli und ist

[1]) Die gelegentlichen Gewitterstürme Nordindiens zur heissen Zeit werden später noch besonders in Betracht gezogen werden Nach Dallas traten 1897 in Indien die Gewitter zumeist im April-Mai (26 Proz) und im September (25 Proz) auf, in der Regenzeit vom 21. Juni bis 5 Juli, wo der Südwestmonsun in voller Entwickelung, fehlten sie fast ganz

[2]) Z B Mittlere Zahl der Gewitter

Kontinent	Ort	Breite	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
Ostasien	Zikawei	31° 12′	0 2	13 8	26 0	3 3	43 3
Ostafrika	Maritzburg	29° 30′	1 9	18 8	25 2	13 5	59 4
Südamerika	Montevideo	34° 54′	10 5	12 8	20 5	13 4	57 2
Australien	Sydney	33° 51′	2 6	10 4	9 8	4 2	27 0

[3]) Sudwest-Frankreich, Dep Landes, nahe der Küste [4]) Potsdam

Häufigkeit der Gewitter in Prozenten.

	Januar	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Sept.	Oktob.	Nov.	Dez.	Jahr
Norwegen[1])													
Küste	**5·3**	2·2	1·2	0·9*	4·4	10·9	24·5	**25·1**	9·1	7·6	5·9	2·9	5·0
Inland	**1·0**	0·6	0·3*	0·3*	5·8	21·1	**36·7**	27·2	4·1	1·5	1·0	0·6	5·7
Schweden[2])	0·1	0·0*	0·1	2·0	8·1	25·4	**30·0**	22·5	9·9	1·7	0·3	0·0	—
Mittel-Europa	0·0*	0·1	1·2	6·0	16·1	**23·7**	21·7	19·5	7·7	2·9	1·0	0·1	18·4

viel grösser, das zweite Januarmaximum kaum noch mehr vorhanden, das Minimum fällt auf März-April. In Schweden fällt das Minimum auf den Winter, das Maximum noch auf den Juli, aber der Juni ist schon gewitterreicher als der August, das Frühjahr hat schon fast so viele Gewitter als der Herbst. In Mitteleuropa endlich tritt das Gewittermaximum schon im Juni ein, das Frühjahr ist viel gewitterreicher als der Herbst.

Kennzeichnend ist: die Küste ist im Winter relativ gewitterreich, der Frühling sehr gewitterarm.[3]) Im Inland ist umgekehrt der Winter fast oder ganz gewitterlos, das Frühjahr gewitterreich, der Herbst relativ arm an Gewittern; das Maximum der Gewitterfrequenz hat der Frühsommer. Bemerkenswerter Weise sind die hohen Lagen im Gebirge gegenüber der Niederung gleichfalls im Frühling gewitterarm, das Maximum verspätet sich auf den Spätsommer (also Küstentypus).

Die norwegische Küste hat durchaus noch keine vorwiegenden Wintergewitter, wie man zuweilen angegeben findet. Erst auf den Faröern und auf Island, also im Ozean selbst, herrschen die Wintergewitter in der That vor. Aber ihre Zahl ist sehr klein. Die Wintergewitter sind selten, begleiten die heftigen Winterstürme und gehen mit einigen wenigen Blitzschlägen vorüber.

Mittlere Zahl der Gewitter auf Island und den Faröern (1876—1893).

Faröer					Island				
Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
0·5	0·3	0·4	0·3	1·5	**0·6**	0·1	0·1	0·3	1·1

Die Nord- und Westküste von Schottland hat auch noch ziemlich viel Wintergewitter (relativ, absolut 1.7 im Jahr), die Abnahme derselben nach Osten mit entsprechender grosser Steigerung der Sommergewitter ist recht lehrreich, besonders aber die gleichzeitige Wiederabnahme der Gewitter im Frühling in der Nähe des Meeres.[4])

[1]) 1867—1883. [2]) 1871—1880.

[3]) Entsprechend der Zeit der niedrigsten Meerestemperatur und der grössten Ausgleichung der Temperaturdifferenz Wasser—Land.

[4]) Z. T. nach Herman Stearns in Monthly Weather Review. Oct. 1898. pag. 452. Dieser Autor hat auch noch für Irland und England, Italien, Spanien, Algerien die monatliche Häufigkeit der Gewitter berechnet in absoluten und relativen Zahlen, um den Einfluss der Meeresnähe auf die jährliche Verteilung der Gewitter festzustellen. Derselbe tritt auch in der That überall durch Zunahme der Gewitter des Winterhalbjahres hervor, ist aber in Südeuropa und Algerien wegen der relativ hohen Wintertemperatur und der teilweise mangelnden Sommerregen weniger lehrreich als im Nordwesten Europas. Die Zahlen für England sind von uns berechnet nach Wm. Marriott, Second Report of the Thunderstorm Committee. Quart. Journ. R. Met. Soc. XVI. pag. 1. „Days of thunderstorms including sheet lightning.“ Welchen Einfluss letzteres hat, zeigen folgende Ergebnisse für S. Martin de Hinx nach Angot:

Tage mit Donner oder Blitzen.					Tage mit Donner allein.				
Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
4.2	10.6	21.2	11.1	47.1	3.7	8.6	16.8	8.1	37.2

Prohaska hat für seinen Gewittermeldungsbezirk der Ostalpen die monatliche Häufigkeit des „Wetterleuchtens“ (allein) neben den Meldungen von Donner berechnet. Hier soll nur die Verteilung nach Jahreszeiten Platz finden.

	Winter	Fruhling	Sommer	Herbst	I Maximum	II Maximum	Minimum	Jahr absolut
	Relative Haufigkeit der Gewitter in Schottland (1881—1893).							
N- und W-Kuste	21 5	21 8	34 3	22 4	13 5 Juli	9 0 Dez	1 2 Marz	7 7
Inneres	6 2	24 4	55 6	13 8	22 0 „	2·7 Jan	1 0 Febr	8 1
Ostkuste	3 2	19 4	63 0	14 4	30 0 „	1 6 „	0 4 Marz	5 7
	Relative Haufigkeit der Gewitter in England (1871—1887).							
S- und W-Kuste	11 1	20 2	45 3	23·4	16 3 Juli	4 4 Jan	2 6 Febr	—
Nordengland	8 0	19 7	50 8	21·5	19 5 „	3 4 „	1·3 „	—
E- u Mittel-E	6 3	23 7	49 9	20·1	19 0 „	2 6 „	1 7 „	—

Die schottischen Gewitterbeobachter unterscheiden 1 Donner ohne Blitz, 2 Blitz ohne Donner, 3 Donner mit Blitz, 4 Donner oder Blitz Die 12 Jahre 1857—1868 gaben als Zahl der Beobachtungen 906, 496, 542 und 1365 Es ist also 4 nicht aus 1 und 3 entstanden Die erste Unterscheidung beruht auf einem rein zufälligen Umstand, und ist deshalb ohne jede Bedeutung. Wahrscheinlich geben 1 und 3 zusammen die Zahl der „Gewitter" nach der jetzt ublichen Definition, und 2 Wetterleuchten Aus den in Buchans beiden Abhandlungen Thunderstorms of Scotland Journ Scot Met Soc II pag. 339 und The diurnal period of Thunderstorms in Scotland Ebenda V pag 324) mitgeteilten Beobachtungsergebnissen in 12 Jahren erhalt man folgende Relativzahlen fur die jahrliche Periode der Gewitter an der Westkuste von Schottland

	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	I Maximum	II Maximum	Minimum
Inseln u N-Westen	30 0	14 9	34 5	20 6	14 9 Juli	11 6 Jan	3 3 April
Leuchtturme W	18 8	11 3	53 4	16 5	21 5 Juni	11 5 Jan	2 2 Marz
Ostkuste	5 1	20 6	60 8	13 5	27 5 Juli	2 9 Dez	0 4 Nov

Ich habe hier Donner ohne Blitz und Donner mit Blitz zusammengenommen als Gewitter im ublichen Sinne Die Leuchtturme W erstrecken sich von den Shetlands-Inseln bis Insel Man hinab Ostkuste drei Stationen mit je 23jährigen Beobachtungen

Während in Mitteleuropa rund etwa 65 Proz aller Gewitter im Sommer eintreten, steigert sich dieser Prozentsatz in Mittel- und Sudrussland auf 68 Proz, im Kaukasus auf 69, im Ural auf 79 und in Sibirien auf 84 Proz Im Innern des grossen Kontinentes giebt es fast nur Sommergewitter

Das doppelte Sommermaximum der Gewitterhaufigkeit in Mitteleuropa W v Bezold hat zuerst auf dasselbe aufmerksam gemacht [1])

Berechnet man die mittlere Häufigkeit des Auftretens der Gewitter fur kurzere Zeitabschnitte als den Monat, so findet man in allen langeren Reihen von Gewitterbeobachtungen im mittleren Europa zwei, ja auch drei Maxima der Gewitterhaufigkeit, die ziemlich auf dieselben Zeitabschnitte fallen, allerdings nach den benutzten Jahresreihen und auch nach den Ortlichkeiten Schwankungen unterliegen

Hier sollen nur die Summen weniger Stationen fur halbe Monate Platz finden.

Ort	April I	April II	Mai I	Mai II	Juni I	Juni II	Juli I	Juli II	August I	August II	Jahre
Hohenpeissenbg.	29	64	118	126	164	139*	166	192	181	142	(55)
Munchen	12	22	22	46	47	36*	43	44	46	31	(19)
Basel	—	—	62	113	155	153*	159	156	98	126	(48)
Kremsmunster	43	75	114	152	247	205*	232	247	209	151	(48)
Wien	6	24	37	60	82	54*	63	71	70	32	(32)
Brussel	—	—	42	65	68	73	67*	88	79	71	(46)

Zu Tilsit (71 Jahre) fallt das erste Maximum auf 10. bis 19 Juni (86), das zweite Minimum auf Ende Juni (56), das zweite Maximum auf 10 bis 19 Juli (90) Auch in Mittelfrankreich zu Parc

Relative Häufigkeit der Gewitter und des Wetterleuchtens in den Ostalpen.

Gewitter: Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr	Wetterleuchten: Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
0 2	15 6	75 5	8 7	(115084)	0 9	14 3	70 5	14 3	(19528)

Das Mitzählen der Blitze ohne Donner erhöht die relative Häufigkeit der Gewitter im Herbst und Winter, wie zu erwarten Das hohe Sommermaximum der Gewitter in den Ostalpen ist ein kontinentaler Charakterzug

[1]) W v Bezold, Pogg Annalen 136 1869 S 513 Sitzungsberichte der Münchener Akad Juli 1875

de Baleine (54 Jahrgänge, 46.7° nördl. Br.) tritt ein Maximum in der zweiten Dekade des Juni auf (21.2), dann folgt ein Minimum (17.0) Ende Juni und ein zweites Maximum in den zwei Dekaden Ende Juli und Anfang August (22.0 und 20.4).[1])

Die Unterbrechung des Sommermaximums der Gewitterfrequenz fällt zumeist auf die zweite Junihälfte (zu Basel, München, Kremsmünster auf die Pentade 15. bis 19. Juni, in Wien auf 20. bis 24. Juni), und das ist das interessantere an der Sache, weil um diese Zeit auch einer der grössten Kälterückfälle des Jahres eintritt. Das Maximum der Gewitterfrequenz geht der Temperaturerniedrigung einer Regenzeit voraus, leitet sie ein, wie dies auch in den Tropen der Fall ist. So regelmässig, wie es nach den obigen Beispielen scheinen könnte, ist aber an den verschiedenen Orten der Eintritt des ersten und zweiten Maximums der Gewitterhäufigkeit nicht, auch tritt zuweilen ein drittes Maximum im Frühjahr auf (in München, Zürich etc.), während das Sommermaximum in Zürich, Budapest, Göttingen erst auf die Mitte August fällt.[2])

Die doppelte Gewitterperiode scheint den Westgewittern eigentümlich zu sein, wie folgende Zahlen andeuten[3]):

Häufigkeit der Ost- und Westgewitter.

Gewitter aus	Mai		Juni		Juli		August	
	I	II	I	II	I	II	I	II
NE, E und SE	5	14	**25**	11*	16	15	11	4
SW, W und NW	17	**31**	21	23*	35	32	**40**	16

Die Ostgewitter sind im Frühling und Frühsommer am häufigsten, was auch Lang bestätigt.

Beständigkeit der jährlichen Gewitterperiode. Die langjährigen Gewitteraufzeichnungen zu Utrecht zeigen, dass die Häufigkeit der Gewitter, sowie die jährliche Gewitterperiode dort in einem Zwischenraum von nahe 100 Jahren sich nicht geändert hat.

Mittlere Zahl der Gewittertage zu Utrecht.

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
1760—1810	.04	.04	.20	.94	2.33	3.73	4.43	3.39	1.65	.63	.20	.04	17.6
1849—1891	.09	.16	.28	.81	2.56	3.00	4.33	3.63	1.77	.88	.21	.05	17.7

B. Die tägliche Periode der Gewitter. Die folgende Tabelle S. 658 giebt eine Übersicht über die Ergebnisse der Gewitterbeobachtungen in Bezug auf die verschiedene Häufigkeit des Auftretens der Gewitter zu verschiedenen Tageszeiten. Auf dem Lande treten die Gewitter überall in den Nachmittagsstunden am häufigsten ein und zwar meist bald nach dem Eintritt des täglichen Temperaturmaximums. Die Küstengegenden und Inseln haben im hohen Norden wie in den Tropen vielfach ein nächtliches Maximum der Gewitterhäufigkeit. Besonders die Wintergewitter über dem Nordatlantischen Ozean und an dessen Küsten erreichen ihre grösste Häufigkeit in den Nachtstunden.

Für die tägliche Periode der Gewitter in Russland giebt Klossowski (Les orages en Russie) folgende allgemeine Mittelwerte (Prozente):

Tageszeit	Mittn.—3	3—6	6—9	9—Mittg.	0—3	3—6	6—9	9—Mittn.
Europ. Russland	3·4*	3·6	6·3	11·0	**25·1**	23·8	17·6	9·2
Kaukasus	4·5	1·2	0·9*	4·1	14·6	**31·8**	28·3	14·6
Ural und Sibirien	2·7	3·0	2·5*	9·1	24·5	**28·5**	19·4	10·4

[1]) Met. Z. 1894. S. 239 (Tilsit) und 1889. S. 438 (Parc de Baleine). Man s. auch bei Arendt, Zur Gewitterkunde der deutschen Nordsee (Berlin 1899), die langjährigen Beobachtungsergebnisse von Emden, Helgoland und Westerland nach Pentaden.

[2]) Näheres darüber findet man bei Hugo Meyer, Die Gewitter zu Göttingen 1857—1880. Göttinger Nachrichten. Nr. 9. 1887 und Met. Z. 1888. S. 85. A. Riggenbach, Resultate 112jähriger Gewitteraufzeichnungen zu Basel. Verhandlungen der Naturf. Gesellschaft. VIII. Basel 1889.

[3]) Hann, Gewitterperioden in Wien. Met. Z. 1880. S. 237.

Taglicher Gang der Haufigkeit der Gewitter (Jahresmittel in Tausendteilen der Summe)

	Schottland		Norwegen		Schweden	Finland	Niederland	Mittel-deutschland	Sachsen	Bayern Württemberg	Basel, Giengen, München, Krems-münster, Wien	Ostalpen (Süd-seite)	Europäisches Russland
	Westküste	Ostküste	Küste	Inland									
Mttn—1	39	29	22	7	12	12	10*	7*	11	16	13	20	12
1—2	36	27	23	7	10	9*	12	17	11	14	16	22	12
2—3	29	23	22	4*	10*	11	15	13	9	13	10	18	10
3—4	25	22	18*	7	11	10	18	10	7*	12	10	14	11
4—5	23	28	21	7	11	9*	14	9	12	11	7	12	9
5—6	21	19	35	10	12	12	13*	8	13	10	6	11	8
6—7	17*	18	38	12	13	14	15	7*	11	8	6*	11	8*
7—8	18	17*	29	13	13	17	17	8	8	7*	7	10*	8
8—9	19	17*	34	23	14	19	22	8	8*	8	7	11	10
9—10	22	18	38	25	17	29	36	9	10	12	11	13	11
10—11	26	37	39	34	29	43	51	25	33	21	19	18	23
11—12	34	57	40	50	53	75	69	38	59	37	38	31	36
Mttg—1	39	67	43	69	70	88	86	56	79	58	65	52	52
1—2	53	78	55	103	82	102	108	86	99	82	82	75	75
2—3	63	80	64	112	103	98	96	96	119	103	104	94	96
3—4	64	84	71	119	116	95	89	112	133	110	101	105	104
4—5	65	80	72	109	113	86	79	116	107	103	111	102	109
5—6	63	61	61	94	91	74	58	99	87	92	98	93	103
6—7	67	49	62	65	64	57	57	83	58	75	76	76	87
7—8	68	45	56	54	47	44	46	66	40	67	71	65	71
8—9	62	42	52	34	37	35	32	48	35	56	63	57	60
9—10	59	42	39	17	32	28	29	33	25	40	44	43	47
10—11	46	37	39	14	24	19	17	27	15	26	21	28	22
11—Mttn.	45	24	27	9	16	14	11	19	11	19	17	19	16

Schottland nach Buchan, Journ Sc Met S V pag 321

Norwegen nach Mohn, 1867—1883 Schweden Mohn und Hildebrandsson, 1871—1880 Finland Sundell

Niederland 1887—1891 (Mai bis Oktober). Mitteldeutschland, Gottingen (Mitteldeutschland nach Assmann), Glatz, mit entsprechenden Gewichten vereinigt Sachsen 1886—1895 nach Lindemann Bayern 1880—1888 und 4 Jahre Württemberg (mit halbem Gewicht) Ostalpen Sudseite, Beobachtungsnetz Prof Prohaska (Krain, Kärnten, Steiermark), 12 Jahre (1885—1892 und 1896—1899)

Ganz Russland in Europa 1885, 1886 und 1888 von mir berechnet

(Im Sudwesten und Suden Russlands sind die Nachtgewitter haufiger als in den ubrigen Teilen, ebenso an den Nordkusten und an den baltischen Kusten)

Lehrreich ist die von Ferrari berechnete tagliche Periode der Haufigkeit der Gewitter nach ihrer Dauer

Tageszeit	Mittn—3	3—6	6—9	9—Mittg	0—3	3—6	6—9	9—Mittn
Dauer								
1—3 Stunden	0.7	0.7*	1.1	3.4	10.8	10.1	4.9	1.6
4—6 "	1.1	1.1	0.8*	2.2	7.6	9.7	7.2	3.6
7—9 "	2.7	2.6	2.1*	2.6	5.2	7.9	6.1	4.0
>9 "	3.6	3.4*	4.0	4.0	4.7	5.3	4.5	3.8

Das grosse Nachmittagsmaximum wird von den kleinen kurzdauernden Gewittern bedingt. Die Gewitterstunden, die Gewittern von langer Dauer angehoren, verteilen sich mehr gleichmassig uber den Tag

Fassen wir die Beobachtungsergebnisse im mittleren Europa übersichtlich zusammen, so erhalten wir folgendes kurzgefasste Bild des taglichen Ganges der Gewitterfrequenz.

Relative Häufigkeit der Gewitter pro Mille.

Mittn.—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mittg.—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mittn.
29	25	21	19*	25	71	153	**210**	193	130	85	39

Die Gewitter treten am häufigsten auf zwischen 2 und 4[h] nachmittags, am seltensten morgens zwischen 6 und 8[h], die Wahrscheinlichkeit eines Gewitters ist am Nachmittag mehr als zehnmal grösser als am Morgen.

Der Eintritt des Nachmittagsmaximums schwankt zwischen 1—2[h] und 4 —5[h], der des Minimums zwischen Mittn.— 1[h] und 8—9[h] vormittags.

Auf den schweizerischen Hochstationen (Säntis, S. Bernhard, Rigi) zeigt sich eine Verspätung des Maximums.[1])

Schweizerische Hochstationen (6jährige Mittel).

Mittn.—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mittg.—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mittn.	Summa
4	3	2	0*	5	5	10	37	**49**	**46**	13	4	178

Fast überall macht sich ein kleines sekundäres Maximum der Gewitterhäufigkeit in den Nachtstunden bemerkbar, im Mittel der 6 Gruppen Niederland-Ostalpen fällt es auf 1—2[h] morgens (11[h] bis Mittn. 16, Mittn. bis 1[h] 13, 1—2[h] **16**, 2—3[h] 13, 3—4[h] 12 etc.). Da dieses Maximum an verschiedenen Orten und in verschiedenen Jahrgängen zu verschiedenen Nachtstunden eintritt, so verschwindet es zuweilen in den Mittelwerten.[2])

So z. B. in Bayern (1880—1888). Jeder Jahrgang hat ein zweites nächtliches oder ein Morgenmaximum, aber es fällt auf verschiedene Nachtstunden (Mittn.—1 h bis 6—7 h am) und verschwindet deshalb in dem Mittel von 9 Jahrgängen. Im Mittel der 5 Jahrgänge 1880—1884 ist es im Winter- und im Sommerhalbjahr gut ausgesprochen. (S. Schultheiss, Deutsche Met. Z. II. 1885. S. 459.)

Während das nächtliche Gewittermaximum auf dem Festlande von Europa nur angedeutet ist, wird es bei den Gewittern des Winterhalbjahres an der norwegischen Westküste, an der West- und Nordküste von Schottland und auf Island zum Hauptmaximum, wie folgende Zahlen zeigen:

Tägliche Gewitterperiode (Winterhalbjahr) pro Mille.

	Mittn.—3	3—6	6—9	9—Mittg.—3		3—6	6—9	9—Mittn.
Norwegische Küste	83*	83	**110**	100	97*	163	**215**	149
Schottische Westküste	**179**	128	100	97	81*	120	128	167

Auf dem Ben Nevis traten von 37 Gewittern des Winterhalbjahres 32 zu der Zeit ein, wo die Sonne unter dem Horizont war, die Sommergewitter dagegen traten zumeist bei Tage ein. Im Mittel von 6 Jahren entfallen auf: Mittn.—6 h 3, 6—Mittg. 2, Mittg.—6 h p 9 und 6—Mittn. 11 Gewitter (Summa 25). Auf September bis Februar entfallen 70 Proz. aller Gewitter.[3])

Das Abend- und Nachtmaximum tritt sehr ausgesprochen hervor und bemerkenswerter Weise stellt sich ein Minimum zur Zeit der höchsten Temperatur zwischen Mittag und 3 h nachmittags auf. Die während 14 Jahren beobachteten 23 Gewitter zu Stykkisholm auf Island haben das Maximum um 2—5 h morgens, fast 1/4 aller Gewitter trat in diesen 3 Stunden ein, von 11 h am bis 2 h pm fehlten sie ganz.[4])

Während auf den schottischen Leuchttürmen an der Nord- und Nordwestküste von Dezember bis Februar 135, an der Südwestküste 122 Gewitter auftraten, wurden an den Leuchttürmen der Ostküste in den gleichen Jahren deren nur 5 beobachtet.

---

[1]) Met. Z. 1891. S. 429.

[2]) Hellmann macht mit Recht darauf aufmerksam, dass die Nachtgewitter in den Gewittermeldungen eines grösseren Beobachtungsnetzes stark zurücktreten müssen gegen die Nachmittagsgewitter, weil sie (relativ) häufig im Winter auftreten und eine geringe Verbreitung haben, während die zahlreichen Nachmittagsgewitter des Sommers sehr verbreitet sind. Auf einen Gewittertag in Frankreich im Winter kommen durchschnittlich nur von 2 1/2 Departements Gewittermeldungen, auf einen Gewittertag im Sommer dagegen von 13.5 Departements. In den langjährigen Aufzeichnungen einzelner Stationen treten deshalb die Nachtgewitter bestimmter hervor, weil die Ausbreitung der Gewittererscheinungen hier von keinem Einflusse ist, und zwar um so mehr, je länger die Beobachtungsreihe. Für die Konstatierung der täglichen Periode sind deshalb die Beobachtungen eines Ortes zweckmässiger zu verwenden als die Gewittermeldungen ganzer Länder (Hellmann).

[3]) Mossman, Met. Z. 1891. S. 428.

[4]) Die natürliche Gruppierung ist folgende:

	11 h p bis 2 h a	2—5	5—8	8—11	11 bis 2 h p	2—5	5—8	8—11	Summe
Stykkisholm	2	6	1	2	0	3	5	4	23

Wintergewitter sind demnach zumeist eine nächtliche Erscheinung. Es hängt dies zusammen mit dem nächtlichen Maximum der Stürme und der Vertiefung der Barometerminima, auf welche schon hingewiesen worden ist.

Man vergleiche Hellmann, Die tägliche Periode der Gewitter in Mitteleuropa und einige damit im Zusammenhange stehende Erscheinungen. Deutsche Met. Z. II. 1885. S. 433.

Von den Gewitterbeobachtungen in den Neu-England-Staaten Nordamerikas sind bloss jene des Jahres 1885 (von Wm. M. Davis) nach den Tagesstunden aufgeteilt worden. Sie ergeben ein zweites nächtliches Maximum.

Neuengland-Staaten, Sommer 1885. Gewitterhäufigkeit in Prozent.

Mittn.—3	3—6	6—9	9—Mittg.	Mittg.—3	3—6	6—9	9—Mittn.	Summe
1,8	**6,7**	3,9	5,4	22,5	**43,2**	15,0	1,5	2002

Das Nachmittagsmaximum trat im Westen um $3^1/_2{}^h$ ein, im Osten um $6^1/_2{}^h$ nachmittags.

Von den Gewittern des Jahres 1886 sagt De Ward, dass die Wintergewitter hauptsächlich am Abende und in der Nacht nahe der Küste eingetreten seien. Von jenen des Jahres 1887 heisst es, dass 20 Proz. am Morgen von $4^1/_2$ bis $8^1/_2$ beobachtet worden sind.

Dass die Nachtgewitter mit den atlantischen Depressionen und deren Randbildungen zusammenhängen, ergiebt sich auch daraus, dass nächtliche Gewitter in unseren Gegenden fast ausschliesslich von Westen kommen, während die Gewitter aus E und SE fast völlig auf die Nachmittagsstunden beschränkt sind.[1])

Täglicher Gang der Ostgewitter gegenüber jenem der aus anderen Richtungen (692 Beobachtungen, Wien und Göttingen.)

	Mittn.—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mittg.	—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mittn.
Ostgewitter NE, E und SE (117)	0	2	0	2	0	3	19	**29**	27	21	6	0
Übrige Richtungen S bis N inkl. (575)	**4**	2	1	1	0	4	16	**27**	22	14	6	3

Unterschied im täglichen Gange der E- und W-Gewitter.
Mittel Kremsmünster und Wien.

	Mittn.—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mittg.	—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mittn.
W—E	2	0	0	0	0	2	—6	—7	—3	3	6	3

Von Mittag bis 6^h überwiegen (relativ) die Ostgewitter, von 6^h bis zum Morgen die Westgewitter. Das Maximum der E- und SE-Gewitter tritt schon um 3^h ein, das Maximum der W- und NW-Gewitter erst um 6^h pm. Die Ostgewitter stehen also mit dem täglichen Temperaturmaximum in viel engerer Beziehung als die Westgewitter, erstere sind mehr lokale Wärmeerscheinungen, letztere überziehen grössere Länderstrecken und treffen daher vielfach erst am Abende oder in der Nacht den Beobachtungsort. Erstere entstehen in der Nähe oder kommen nicht

[1]) Tägliche Periode der Gewitter nach der Richtung, aus welcher sie kommen (Kremsmünster und Wien).

Gewitt. aus	Mittn.—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mittg.	0—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mttn.
N und NE	2	2	1	0	0	1	18	25	**27**	14	9	1
E und SE	2	1	0	1	1	2	16	**28**	23	15	8	3
S und SW	2	2	1	1	0	2	10	21	**23**	15	17	6
W nud NW	5	1	0	1	1	3	12	19	**21**	20	13	4

weit her, letztere kommen aus grosserer Entfernung, wo sie meist bei Tage entstanden sind [1])

Tagliche und jährliche Periode der Gewitter auf dem Meere Das zur Feststellung der taglichen Periode der Gewitter auf dem Meere vorhandene Beobachtungsmaterial ist noch recht ungenugend Zum grossten Teile wurden Wetterleuchten (Blitze ohne Donner) und Gewitter im engeren Sinne (horbarer Donner) nicht auseinander gehalten Dies ware aber aus naheliegenden Gründen zur Konstatierung der wahren taglichen Gewitterperiode absolut notwendig

Meinardus hat aus den Schiffsjournalen der deutschen Seewarte, die sich auf den nordostlichen Teil des Indischen Ozeans beziehen, die Notierungen von Donner ausgezogen und zu einer Feststellung des taglichen (und jahrlichen Ganges) der Gewitter benutzt Die Aufzeichnungen auf den Schiffen erfolgen nach Wachen, nach vierstundigen Intervallen Das Gesamtergebnis aus allen Beobachtungen ist:

Tagliche Periode der Gewitter.

Mittn —4	4—8	8—Mittg	Mittg —4	4—8	8—Mittn	Zahl
I Tropischer Indischer Ozean, 16⁰ nordl bis 10⁰ sudl Br , 86—96⁰ ostliche L November bis Juni (Prozente)						
22 5	15 3	11 4*	13 0	16 4	**21 4**	986
II Atlantischer Ozean, 0—10⁰ nordl Br , 20—30⁰ westl L Deutsche Schiffe 1884 und 1885						
27	17	10*	10*	16	20 Proz	—
III Kamerun-Hafen [2])						
26	26	9*	13	14	12 Proz	—
VI Nordwest-Schottland (nach Buchan) zum Vergleich						
22 1	15 1	12 9	12 2*	16 6	**21 1**	(773)

Das Maximum der Gewitterhaufigkeit entfallt auf die Nacht und spezieller auf Mittn.—4^{h}a, das Minimum auf Vormittag 8^{h}—Mittag Die Ubereinstimmung der Gewitterperiode auf dem tropischen Indischen Ozean ist eine sehr auffallende Es ist demnach hochst wahrscheinlich, dass man ganz allgemein wird behaupten durfen, dass die Gewitter uber dem Ozean hauptsachlich zur Nachtzeit eintreten, wie unsere Wintergewitter [3]) Auf die vorherrschenden Nachtgewitter an tropischen Kusten· Kamerun, Batavia (Regenzeit), Borneo, Nordkuste von Neu-Guinea etc wurde schon ofter hingewiesen [4]) (Batavia, Gewitter des Januar und Februar Haufigkeit 6^{h}p m bis 6^{h}am 60 Proz , dagegen im Oktober und November bloss 32 Proz)

Die Beobachtungen auf dem Expeditionsschiff „Challenger" bestatigen, soweit ihre geringe Zahl dazu ausreicht, vollkommen diesen Satz Buchan hat die Zahl der auf offener See beobachteten Gewitter nach zweistundigen Intervallen zusammengestellt wie folgt[5]):

---

[1]) Prohaska hat das Verhältnis der „Wirbelgewitter" zu den Warmegewittern in den verschiedenen Jahreszeiten in sehr zweckmässiger Weise dadurch ausgedrückt dass er die Quotientenzahl der Gewittermeldungen 5 h p m bis 11 h a m (Nachtgewitter, Wirbelgewitter) zu jenen 11 h a m bis 5 h p m (Warmegewitter) berechnete Die Mittel dieser Quotienten fur die Jahreszeiten, aus 12 Jahrgängen (uber 162½ Tausend Meldungen) bestimmt, sind

Verhältnis Wirbelgewitter Wärmegewitter in den Ostalpen

Winter	Fruhling	Sommer	Herbst	Jahr	Maximum	Minimum
3 5	0 7*	1 2	1 9	1 17	7 6 Februar	0 7 Mai

[2]) Haltermann, Annalen der Hydrographie 1896 S 168

[3]) W Meinardus, Zur täglichen und jährlichen Periode der Gewitter auf dem Ozean Archiv der Deutschen Seewarte XVI. 1893, und Annalen der Hydrographie 1895

[4]) Es ware hochst wünschenswert, dass die tägliche Gewitterperiode fur einige Orte in den Tropen, im Inlande, sowie an den Kusten aufgesucht wurde Auch die langjahrigen Beobachtungen der Stationen erster Ordnung in Sibirien sollten nach dieser Richtung bearbeitet werden

[5]) Challenger Report Physics and Chemistry II. Atmosphärische Zirkulation Die Beobachtungen auf der „Novara" sind leider noch nicht in gleicher Weise ausgezogen, desgleichen andere Seereisen

Zahl der Gewitterbeobachtungen auf dem „Challenger“

	Mittn.—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mittg.	—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mittn.	Sa.
Offene See	4	7	5	3	1	0	0	2	0	0	1	3	26
Bei Land	2	2	0	2	2	0	1	2	1	2	2	3	19
Summe	6	9	5	5	3	0	1	4	1	2	3	6	45

Die jährliche Periode richtet sich im tropischen Indischen Ozean natürlich nach den Verschiebungen des Kalmengürtels. Von 5—10° N. fällt das Maximum auf April und Mai, 5° N. bis 5° S. auf März und April, 5—12° S. auf Januar bis März.

Für den südlichen Indischen Ozean 34—50° südl. Br. hat A. v. Danckelman die jährliche Periode der Gewitter spezieller abgeleitet [1]). Fasst man die Monate nach Jahreszeiten zusammen, so erhält man als prozentische Häufigkeit der Gewitter (Zahl der Gewittertage dividiert durch die Zahl der Beobachtungstage) oder Gewitterwahrscheinlichkeit folgende Zahlen:

Gewitterwahrscheinlichkeit im Südindischen Ozean, 34—50° südl. Br.

Sommer 2, Herbst 8, Winter 10, Frühling 5, Maximum 11 Juli, Minimum 1 Februar.

Der Winter hat die grösste, der Sommer die kleinste Gewitterwahrscheinlichkeit [2]).

Andere Gewitterperioden.

1. Mondperiode der Gewitter. Ein Einfluss des Mondes auf die Gewitter wird vielfach angenommen, und die bezüglichen Untersuchungen scheinen in der That einen Einfluss der Mondphasen zu ergeben (Luedicke, Koppen, Richter, Hazen, Gross, Meyer, Polis). Die von Koppen zusammengefassten Berechnungen der Verteilung der Häufigkeit der Gewitter auf die einzelnen Mondphasen ergaben im Mittel folgendes Resultat:

Mondphase	Neumond	Erstes Viertel	Vollmond	Letztes Viertel	Neumond und erstes Viert.	Vollmond und letztes Viert.
Häufigkeit (Proz.)	29	29	21	21	58	42

Die Gewitter scheinen demnach bei Neumond und im ersten Viertel etwas häufiger zu sein als bei Vollmond und im letzten Viertel [3]).

---

[1]) Danckelman und Schleo, Archiv der Deutschen Seewarte 1880 Nr. 2.

[2]) Auf dem Südatlantischen Ozean konnte Schlee ähnliche Verhältnisse konstatieren. Derselbe hat ein Herbstmaximum der Gewitter. Im Nordatlantischen Ozean zwischen 20 und 35° nördl. Br. hat der östliche Teil Wintergewitter, der westliche Herbstgewitter. Die jährliche Periode der Gewitter im Atlantischen Ozean 30° nördl. Br. bis 55° südl. Br. s. Segelhandbuch für den Atlantischen Ozean II. Aufl. S. 130. Dass über dem Nordatlantischen Ozean die Wintergewitter vorwiegen, ergeben die Beobachtungen auf Island und den Faroern. Die Gewitter sind demnach über den Ozeanen hauptsächlich Erscheinungen des Winterhalbjahres und der Nachtzeit. Im hohen Norden aber treten die Gewitter zumeist im Spätsommer auf und bei Beginn des Herbstes zur Zeit der höchsten Meerestemperatur. Von den 59 Fällen von Gewittern auf dem Meere zwischen 60 und 75° nördl. Br., die H. Harries ausgezogen hat, entfallen auf Mai 1, Juni 4, Juli 6, August 32, September 6, Oktober 8, November 2.

[3]) Met. Z. B. XXIII 1888 S. 115, und XXIX 1894 S. 231. Ferner Bebber, Handbuch der ausübenden Witterungskunde I. S. 165. C. Wagner findet gleichfalls in den Jahren 1802—1840 und 1840—1887 einen merklichen Einfluss der Mondphase im Mittel: Neumond 26.4 Proz., erstes Viertel 27.4, Vollmond 20.9, letztes Viertel 25.3 Proz., Neumond und erstes Viertel 54 Proz., Vollmond und letztes Viertel 46 Proz. (Niederschläge und Gewitter in Kremsmünster. Linz 1888.) Aachen 1883—92, Neumond 26.9, erstes Viertel 27.5, Vollmond 21.5, letztes Viertel 24.1 (Polis). Batavia 1887—1895 108 Lunationen: Neumond 27.4, erstes Viertel 24.5, Vollmond 24.2, letztes Viertel 23.9 (van d. Stok).

Richter (Glatz), Köppen, H. Meyer haben auch untersucht, ob die Gewitterhäufigkeit eine Abhängigkeit von der oberen oder unteren Mondkulmination, oder von der Mondstunde überhaupt zeige. Das Ergebnis war, dass ein Einfluss der Mondstunde als nicht erwiesen anzusehen ist.[1])

Auch den Gezeiten wird vielfach ein Einfluss auf die Gewitter zugeschrieben. Bastian führt an, dass die Siamesen das Eintreten der Gewitterschauer mit dem in der Flutzeit heraufkommenden Wasser in Verbindung bringen[2]) und ebenso steigen nach Prestel die Gewitter an der Nordseeküste mit der heraufkommenden Flut auf. G. Hellmann[3]) und neuerdings Th. Arendt haben in den Beobachtungen keine zureichende Begründung für diese verbreitete Annahme finden können. Letzterer hat die etwaigen Beziehungen nach verschiedenen Richtungen an den Aufzeichnungen von 11 Stationen im Dezennium 1889—1898 untersucht, ohne einen Einfluss der Flut auffinden zu können.[4]) Hazen hat 197 Gewitter der amerikanischen Küste von Savannah bis hinauf nach Portland (Maine) auf ihr Verhalten zu Ebbe und Flut untersucht. Es ergab sich, dass 70 Proz. derselben auf die Flutzeit und nur 30 Proz. auf die Ebbezeit entfallen, ein sehr entschiedenes Resultat, das aber wohl noch recht sehr weiterer Nachweise bedarf.[5])

2. Die 26tägige Periode der Gewitter. Nachdem früher schon von mehreren Seiten in den Erscheinungen des Erdmagnetismus eine nahezu 26tägige Periode, entsprechend der Rotationszeit des Sonnenkörpers, nachgewiesen worden war, hat W. v. Bezold versucht, ob nicht auch eine entsprechende Periode in der Gewitterfrequenz zu entdecken wäre, welche bei den nahen Beziehungen der magnetischen und elektrischen Erscheinungen nicht als unwahrscheinlich gelten könnte. Die Gewitteraufzeichnungen in Bayern und Württemberg 1879—1887, nach einer 26tägigen Periode geordnet, gaben in der That in beiden Ländern einen Einfluss der Sonnenrotation zu erkennen. Es scheinen zwei Maxima und Minima aufzutreten; erstere am 4. und 21. Tage, letztere am 1. und 12. Tage ca. Und es zeigt sich dieser Gang auch in den Partialperioden, in welche Bezold die ganze Beobachtungsperiode geteilt hat. Hamberg, der, dadurch angeregt, die gleiche Untersuchung auf Grund der Gewitteraufzeichnungen in Schweden durchgeführt hat, fand aber, dass daselbst die 26tägige Periode, für 1880—1885 berechnet, erheblich anders ausfällt als jene, die sich aus den Jahrgängen 1885—1890 ergiebt, und dass überhaupt zu wenig Unterschied in der Bestimmtheit von Perioden von 25, 26, 27 und 31 Tagen auftritt. Nimmt man aber die gleiche Periode 1880—1887 für Bayern, Württemberg und Schweden, dann ist die Übereinstimmung innerhalb einer Periode von 26 Tagen eine ganz auffallende. Es scheint dies zu beweisen, dass die Gewittererscheinungen in ihrer Totalität von sehr allgemeinen atmosphärischen Verhältnissen abhängig sind.[6])

---

[1]) Met. Z. 1888. S. 89/90 und Deutsche Met. Z. 1885. S. 33—37.

[2]) Bastian, Hydrographie von Hinderindien. Pet. Geographische Mitteilungen. 1866.

[3]) Met. Z. 1899. S. 85.

[4]) Th. Arendt, Zur Gewitterkunde der deutschen Nordseeküste. Berlin 1899. Kgl. Preussisches Meteorologisches Institut.

[5]) Monthly Met. Review Oct. 1885 und Met. Z. 1886. S. 84. Der Einfluss, den die Flut auf die Verstärkung der Seebrise zu haben scheint (S. 429), dürfte doch nicht ausreichend sein zur Erklärung dieser Erscheinung.

[6]) W. v. Bezold, Über eine nahezu 26tägige Periodizität der Gewittererscheinungen. Sitzungsberichte der Berliner Akad. 1888. XXXVI. H. E. Hamberg, Sur une prétendu Période de presque 26 jours dans les orages. Abhandlungen der schwedischen Akademie. B. XVIII. I. Nr. 1. Stockholm 1892. Über eine Möglichkeit, dass die Mondperiode der Gewitter von dieser 26tägigen Sonnenperiode herrühren könnte, s. Köppen, Met.

3. Die Sonnenfleckenperiode der Gewitter In den Zahlen der fortschreitenden Zunahme der Blitzgefahr, welche fruher S 634 mitgeteilt worden sind, bemerkt man ausserdem kleinere Schwankungen von kurzerer Periode, welchen Bezold zuerst 1874 seine Aufmerksamkeit zugewendet hat. In einer zweiten Abhandlung bezeichnet er als Resultat der bezuglichen Untersuchungen, dass die kleineren Schwankungen der Blitzgefahr einer Periodizitat unterworfen zu sein scheinen, derart, dass auf jede Sonnenfleckenperiode zwei solcher Perioden entfallen, und dass das Maximum der Sonnenflecken jederzeit einem Minimum von zundenden (schadlichen) Blitzschlagen entspricht.[1])

Sonnenflecken-Maxima	1837	48	60	70	83	93
Blitzgefahr-Minima	1836	49	60	70	83	93
Hagelgefahr Minima[2])	1836	49	60	70	86	—

Die Maxima der Sonnenflecken fallen mit geringerer Haufigkeit verheerender Blitze (Bayern) und Hagelschlage (Wurttemberg) zusammen. Umkehren aber lässt sich der Satz nicht, denn die Periode der Blitzschlage zeigt mehr Maxima und Minima als jene der Sonnenflecken (v Bezold), die Ruckgange in der Kurve der Schadenblitze fur die Jahre der Sonnenfleckenmaxima sind aber durchschnittlich erheblich grosser als jene der ubrigen Minima, die man daher wohl als sekundare bezeichnen darf. Es scheint also, dass, so wie die Nordlichter, so auch die Gewitter mit der Fleckenbedeckung der Sonne in einer Beziehung stehen, so zwar, dass, wenn die Nordlichter zunehmen, die Haufigkeit der Gewitter abnimmt, diese elektrischen Erscheinungen sich also gleichsam ablosen (v Bezold).

F Die Entstehung und Einteilung der Gewitter. Die Entstehung der Gewitter ist eine sehr mannigfaltige, wie die der Niederschlage selbst, an welche die elektrischen Erscheinungen gebunden sind Gewitter begleiten Niederschläge der verschiedensten Art, im allgemeinen zumeist heftige Niederschläge Aber es sind bei weitem nicht alle intensiven Niederschläge mit Gewittern verbunden Noch allgemeiner konnte man vielleicht sagen, dass eine rasche Steigerung der Niederschläge, damit auch eine Verstarkung des Niederschlages uberhaupt inbegriffen, das Auftreten elektrischer Entladungen vor allem begunstigt. Die Gewitter begleiten den Eintritt der Niederschlage nach schoner trockener Witterung in den gemassigten Zonen wie in den Tropen, sie horen auf, wenn die Regen gleichmassig geworden sind, treten aber nicht selten wieder ein, wenn die Regen aufhoren, wenn dem Ende der Niederschlage eine Wiederverstarkung der früher gleichmassigen Regen vorausgeht Sie treten auch innerhalb langerer Regenperioden dann ein, wenn zeitweilig eine Verstarkung der Niederschlage stattfindet Die Gewitter stellen sich ein bei sinkender Temperatur, sind die Begleiter einer Temperaturerniedrigung, und das ist weitaus der haufigste Fall, sie stellen sich aber auch ein bei steigernder Temperatur, wenn kalte Witterung durch warmere abgelost wird, oder auch nur eine vorubergehende Erwarmung eintritt Die Gewitter treten am haufigsten auf bei rascher Warmeabnahme nach oben, aber auch wenn es unten

Z 1888 S 85 Litteraturbericht N Ekholm und Svante Arrhenius, K Sv Akad Handl B. 31 Nr 3 Stockholm 1898

1) v. Bezold, Über gesetzmässige Schwankungen der Gewitter während langjährigen Zeiträumen Sitzungsberichte der Kgl Bayerischen Akad 1874 S 284 — Über zündende Blitze im Konigreich Bayern 1833—1862 Abhandlungen II Cl XIV. B 1884 — Zunahme der Blitzgefahr etc Sitzungsberichte der Kgl Preussischen Akad 1899 XX S a Freyberg, Zur Blitzgefahr im Konigreich Sachsen Elektrotechnische Zeitschrift VI Jahrgang 1885 S 369 C Lang, Säkulare Schwankungen der Blitz- und Hagelgefahr Beobachtungen der meteorologischen Stationen in Bayern B XII 1890

2) Wurttemberg nach Lang

kalt und oben warm ist. Wasserdampfreiche Luft muss aber stets vorhanden sein, oder herbeigeführt werden, wenn ein Gewitter möglich werden soll. Die Gewitter fehlen deshalb gänzlich in der trockenen kalten Luft der Kontinentalflächen im Winter, ebenso in den winterlichen Anticyklonen; nicht aber in den trockenen Wüsten und Steppen niedrigerer Breiten, weil da der Wasserdampfgehalt der Luft hoch genug ist, dass gelegentlich, wenn auch selten oder sehr selten, stärkere Niederschläge wenigstens in den höheren Schichten eintreten können, selbst wenn der Regen die Erdoberfläche nicht erreicht, sondern unterwegs wieder verdampft. Unter solchen Verhältnissen entstehen die Gewitter ohne Regen und oft auch ohne Donner an den Rändern von Steppen und Wüsten.

Eine aufsteigende Bewegung feuchter Luft, freiwillig oder (seltener) erzwungen, scheint eine Bedingung zur Entstehung der Gewitter zu sein, was ja natürlich ist, wenn dieselbe an eine stärkere Kondensation des Wasserdampfes geknüpft ist. Dynamische Abkühlung der Luft scheint deshalb die Hauptbedingung zur Entstehung der Gewitter zu sein. Aber bei weitem nicht jede dynamische Abkühlung der Luft, auch wenn sie zu starken Niederschlägen Veranlassung giebt, ist von Gewittern begleitet. Die heftigen aber stetigen Regen, welche beim gezwungenen Aufsteigen feuchter Luft an Berghängen eintreten, sind selten von Gewittern begleitet. Dies gilt namentlich von den „Passatregen". Die Regen des SE-Passates an der Küste von Neu-Guinea, die ungeheuren Regenmassen an den Abhängen des Kamerun Pik in der Mitte der dortigen Regenzeit, die starken Passatregen an der Nordküste von Hawaii, auf der atlantischen Seite von Mittelamerika etc., auch die starken Winterregen an der Küste von Südamerika, von Pernambuco bis Bahia hinab, sind selten oder gar nicht von Gewittern begleitet, ebenso nur vereinzelt die grossen Regenmengen, die auf der Nordseite der Alpen bei NW-Winden fallen unter dem Einflusse einer Barometerdepression über Ungarn. Überhaupt sind die „Gelände"-Regen, die Regen der an Bodenerhebungen passiv aufsteigenden feuchten Luft, der Gewitterbildung nicht besonders günstig. Wo aber Gewitterzüge solche Verhältnisse antreffen, steigert sich meist die Gewitterthätigkeit.

Hohe Temperatur und Sonnenschein begünstigt die Entstehung der Gewitter, denn erstere ermöglicht einen grossen Wasserdampfgehalt der Luft, letzterer begünstigt durch Erwärmung des Bodens die aufsteigende Bewegung derselben. Daneben muss noch dahingestellt bleiben, ob die Sonnenstrahlung nicht auch direkt die Entstehung der Gewitter, einen stärkeren elektrischen Zustand der Wolken, begünstigt oder ermöglicht.[1]) Niederschläge gleicher Intensität sind in den Tropen viel häufiger von elektrischen Erscheinungen begleitet, als in höheren Breiten, und es können dort auch schwache Niederschläge einen ausserordentlichen Blitzreichtum aufweisen, wie er in höheren Breiten nicht mehr vorkommt. Würden wir ein Mass für die Intensität der elektrischen Erscheinungen bei Gewittern haben, so dürfte sich wohl eine ziemlich regelmässige Abnahme der durchschnittlichen Gewitterintensität mit der geographischen Breite herausstellen.

Unter welchen Bedingungen ein Niederschlag zu einem Gewitter wird, wissen wir gegenwärtig noch nicht. Weder die Intensität des Niederschlages noch eine rasche Steigerung derselben scheint allein dafür entscheidend zu sein. Es muss noch etwas dazu kommen.[2])

---

[1]) Gegenwärtig kann dies mit Rücksicht auf die „Ionentheorie" der atmosphärischen Elektrizität schon bestimmter als wahrscheinlich hingestellt werden.

[2]) Vor längerer Zeit schon habe ich anknüpfend an eine Beschreibung einiger bemerkenswerter Gewitter die Frage aufgeworfen, wie es kommen mag, dass in dem einen Falle ganz gleichartige Wolken von Blitzen

A. „Wärmegewitter“. Der grösste Teil der Gewitter entsteht infolge der täglichen Wärmeperiode. Die tägliche Periode der Gewitterhäufigkeit in den gemässigten Zonen zeigt (S. 658), dass daselbst nahezu 70 Proz. aller Gewitter über dem Lande um oder bald nach dem täglichen Temperaturmaximum eintreten. Hätten wir eine ähnliche Statistik der Gewitter über den tropischen Landflächen, so würde dieser Zusammenhang noch schärfer hervortreten. Aber auch noch die Abend- und manche Nachtgewitter sind Gewitter, die in den Nachmittagsstunden entstanden und dann weiter fortgezogen sind. Das nachmittägige Temperaturmaximum der unteren Schichten der Atmosphäre ist die Ursache der Entstehung dieser Gewitter, die **Mohn** deshalb mit Recht kurz „Wärmegewitter“ genannt hat. Die Wetterlage (oder Witterungsverhältnisse), welche ihre Entstehung begünstigen, sind: ziemlich gleichmässig verteilter Luftdruck, nahe oder selbst etwas über dem Mittel[1]), dem entsprechend Fehlen kräftiger allgemeiner Luftströmungen, also schwache Winde oder Windstille, dann grössere Luftfeuchtigkeit. Besonders häufig treten diese Gewitter auf in einem Luftdrucksattel, oder barometrischen Thale, zwischen zwei Gebieten hohen Luftdruckes[2]). Unter diesen Witterungsverhältnissen tritt eine Überwärmung der unteren und mittleren Schichten der Atmosphäre ein, eine mehr oder minder mächtige Luftschicht wird durch Wärme- und Wasserdampfgehalt spezifisch so leicht, dass sie auf geringe Veranlassungen hin die darüber lagernden Luftschichten durchbricht und mehr oder minder rasch oder selbst gewaltsam, man kann sagen „emporstrudelt“, wobei sie sich rasch abkühlt und ihr Wasserdampfgehalt zu mächtigen Wolkenmassen kondensiert wird, die sich in Regen oder Hagel und elektrischen Erscheinungen entladen.

Es ist durchaus nicht notwendig, dass die Wärmeabnahme innerhalb dieser überwärmten Luftschichten 1° C pro hundert Meter und darüber beträgt, um dieses lokale rasche Aufsteigen der unteren (nicht untersten) Luftschichten zu bewirken. Die Wärmeabnahme wird im allgemeinen in den **untersten** Schichten bei heiterem Himmel unter diesen Umständen häufig auf 1° C pro 100 m und darüber steigen, aber darauf kommt es nicht an. Die Hauptsache ist, dass eine mächtigere Luftmasse durch die täglichen Konvektionsströmungen vom erwärmten Boden her allmählich gleichmässig derart überwärmt wird, dass sie **als Ganzes** mit den hohen Luftschichten,

gleichsam sprühen, während sie in anderen Fällen, die scheinbar elektrischen Entladungen sogar günstiger wären, nur Regen oder schwache elektrische Erscheinungen geben. Met. Z. 1886, S. 248. Es scheint auch, als wenn in manchen Jahrgängen die Entstehung der Gewitter besonders erleichtert oder gefordert würde, während in anderen die heftigsten Niederschläge ohne Blitze bleiben, auch wenn die schweren Regen lokal fallen, was sonst elektrische Entladungen begünstigt.

[1]) K. **Prohaska** kommt zu folgenden Beziehungen zwischen Luftdruckabweichung vom Normale und der Häufigkeit der Gewittermeldungen in den Ostalpen.

Luftdruckabweichungen	Über dem Mittel					Unter dem Mittel					
mm 11—7	7—5	5—3	3—1	+1 bis −1	1—3	3—5	5—7	7—9	9—11	11—15	15—19
Zahl der Gewittermeldungen pro Tag (1885—1887)											
4.0	14.9	30.4	36.6	**39.8**	33.0	27.0	26.8	24.6	10.1	11.2	0.9

Klossowsky giebt folgende Tabelle für Russland:

Luftdruck (Meeresniveau)	740—45	745—50	750—55	755—60	760—65
Gewitter-Häufigkeit Proz.	0.6	4.6	35.5	**48.0**	11.2

Bei mittlerem Luftdruck treten die Gewitter am häufigsten auf, wie schon **Prestel** gezeigt hatte. Geographische Verbreitung der Gewitter in Mitteleuropa. Wien 1851.

[2]) Die namentlich im Frühsommer in Mitteleuropa häufigeren (NE und E) Ostgewitter bilden sich gewöhnlich am S- oder SW-Rande eines Gebietes hohen Luftdruckes über N- oder NE-Europa. Das heitere warme Wetter bei dieser Druckverteilung begünstigt deren Entstehung. Sie schlagen wie alle Gewitter eine Richtung ein, welche die Gegend hohen Druckes zur Rechten lässt, ziehen daher langsam westwärts und lösen sich mit Abnahme der Tageswärme am späten Nachmittag auf.

die an diesem Erwärmungsprozess nicht teilnehmen, nicht mehr im Gleichgewicht bleibt. Innerhalb dieser überwärmten Luftschichten selbst kann die Temperaturabnahme nach oben langsam sein, wie die Beobachtungen auf Berggipfeln in den Perioden warmer, ruhiger Sommerwitterung dies in der That zeigen. Die Wärmeabnahme bis zu 2 und 3 km Höhe ist zumeist vor dem Gewitter langsamer als nach demselben.[1])

Je langsamer die Wärmeabnahme nach oben in diesen von unten her überwärmten Luftschichten ist, desto grösser wird ihre Steigkraft, wenn endlich der Temperaturausgleich mit den höheren Luftschichten erfolgt.[2])

Ein solcher Temperaturausgleich wird ausgelöst: 1. durch die nachmittägige weitere Temperaturzunahme der Luft, 2. durch eine Erkaltung der oberen Schichten (nächtliche Wärmeausstrahlung an der Oberfläche einer Wolkendecke, die sich an der oberen Grenze der warmen Luftschicht abends gebildet haben mag[3]), und 3. durch einen Zufluss kälterer Luft in der Höhe durch daselbst eingetretene Luftdruckdifferenzen.[4])

Die Wiederherstellung des Temperaturgleichgewichtes wird zumeist an einer beschränkten Stelle lokal erfolgen, die überwärmte Luft der Umgebung wird dann seitlich zuströmen und wie in einem Schlauch an derselben Stelle aufsteigen, wodurch mächtige Wolkenmassen und grosse örtliche Niederschläge entstehen.

Man darf auch nicht annehmen, dass dabei stets oder selbst meistens die Luft vom Boden her aufsteigt, in der Mehrzahl der Fälle sind es bloss die überwärmten oberen Luftschichten, durch deren Emporsteigen der Kondensationsprozess und die Gewitterbildung entsteht. Die Überwärmung derselben hält auch noch in der Nacht an, wenngleich die untersten Schichten durch die Wärmeausstrahlung schon erkaltet oder durch Bewölkung bei Tage nicht überwärmt sind.

Zur Störung des vertikalen Temperaturgleichgewichtes ist ferner nicht immer eine Überwärmung der unteren Schichten nötig; zuweilen kann dieselbe durch eine Erkaltung der höheren Schichten hervorgerufen werden. Namentlich wenn rasch bewegte Luft in der Höhe die Ursache derselben ist.

Die Temperaturbeobachtungen auf Ballonfahrten und namentlich jene bei Drachenaufstiegen haben die wichtige Thatsache ergeben, dass die Wärmeabnahme nach oben meist Unterbrechungen erleidet und relativ (potentiell) wärmere Schichten kältere überlagern. Die Atmosphäre hat in vertikaler Richtung eine stratifizierte Struktur. Sind tiefere Schichten überwärmt und steigen auf, so findet das Aufsteigen meist eine Grenze in einer oberen (potentiell) wärmeren Schicht, in welcher sich die aufgestiegene Luft allseitig horizontal ausbreitet. Daraus ergeben sich die pilzförmigen Formen der meisten Gewitterwolken. Der Strunk entspricht der Durchbrechung einer kühleren mittleren Schicht.

Wenn man die auf diese Weise entstehenden Gewitter auch noch Wärmegewitter nennen will, so müssen letztere als jene Gewitter bezeichnet werden, die nicht im Gefolge eines Ausgleiches horizontaler Luftdruckdifferenzen hervorgerufen werden. Sie haben dann noch immer mit den echten Wärmegewittern das gemeinsam, dass sie von keinem Witterungswechsel gefolgt werden.

---

[1]) S. Zeitschrift f. Met. IX. 1874. S. 340, wo ich das Eintreten und einige Bedingungen des sog. labilen Gleichgewichtszustandes der Atmosphäre vor Gewittern erörtert habe.

[2]) Es muss hervorgehoben werden, was häufig übersehen wird, dass eine Wärmeabnahme von 1⁰ pro 100 m noch keinen Zustand bedingt, bei welchem die Luft von selbst aufsteigen kann, sie hat noch kein Bestreben dazu, es entspricht dies erst dem Zustande des indifferenten Gleichgewichtes bei „adiabatischer" Temperaturschichtung, der durchschnittlich nicht vorhanden ist. Erst wenn die Wärmeabnahme nach oben 3⁰ überschreitet, werden die unteren Schichten spezifisch leichter als die oberen und müssen deshalb emporsteigen.

[3]) S. Wm. M. Davis, Note on Winter Thunderstorms. American Met. Jour. Vol IX. 1892. pag. 164.

[4]) Dass „Wärmegewitter" auch in der Nacht eintreten können, darauf habe ich schon aufmerksam gemacht. Gewitter vom 11./12. August 1885. Met. Z. 1886. S. 247. Gewitter am 9. Oktober 1895. Met. Z. 1894. S. 427 etc.

Ist das vertikale Temperaturgleichgewicht durch das Emporsteigen der überwärmten Luftmassen wieder hergestellt, indem dabei die höheren Schichten durch die Kondensationswärme erwärmt, die unteren durch Regen oder Hagel und Verdunstungskälte abgekühlt worden sind, so ist für einige Zeit wieder ein stabiler Witterungszustand hergestellt. Solche Gewitter „werfen das Wetter nicht um“, wie man sagt.

Sie können sich aber, wenn die gleichmässige Luftdruckverteilung anhält, in kurzen Perioden öfter wiederholen, so wie der Zustand der Überwärmung der unteren Schichten wieder eingetreten ist.

Typische Wärmegewitter sind die meisten Tropengewitter, namentlich die der Äquatorialzone, und die Gebirgsgewitter der Sommernachmittage, die in Perioden ruhiger heiterer Sommerwitterung täglich sich wiederholen können und stets gleichmässig ablaufen.

Der Gang der meteorologischen Elemente bei den typischen Wärmegewittern ist sehr einfach. Die Temperatur und der Dampfdruck steigen bis zum Eintritt stärkerer Bewölkung, die relative Feuchtigkeit nimmt (am Erdboden) ab, der Luftdruck sinkt etwas stärker als sonst am Nachmittage. Den Ausbruch des Gewitters begleitet oder geht voraus der Gewitterwind, der vom Gewitterherd unten meist nach allen Seiten auswärts weht[1]), mehr oder weniger in Form von heftigen Windstössen. Regen und Wind machen die Temperatur rasch sinken, der Luftdruck steigt ebenso rasch, das Barometer schnellt zuweilen um 2—3 mm in die Höhe. Der Wind lässt meist nach den ersten Ergüssen nach und wird schwach. Nach Vorübergang des Gewitters ist die Temperatur niedriger, der Luftdruck und die relative Feuchtigkeit höher [2]).

Bei den sog. Tornados an der Westküste und im Innern des tropischen Afrika ist der Verlauf der Erscheinungen ganz derselbe, nur intensiver und impulsiver und ähnlich in anderen Tropengegenden [3]). Sie gleichen völlig unseren stärkeren lokalen Sommergewittern.

Es wäre aber irrig, anzunehmen, dass dieser Ablauf der meteorologischen Erscheinungen überhaupt der normale bei allen Gewittern sei [4]).

Die lokalen Wärmegewitter sind sehr intensiv, sehr blitzreich und reich an zur Erde herabfahrenden Blitzen, oft von Hagel, immer mit schweren Regengüssen begleitet. Sie erschöpfen sich aber bald, wenn sie nicht eine fortschreitende Bewegung haben, was allerdings zumeist der Fall ist.

Eine besondere in theoretischer Hinsicht interessante Klasse von Wärmegewittern sind die als „Nor'-Westers“ bekannten nachmittags oder abends auftretenden Gewitterstürme der heissen Jahreszeit (April, Mai) in Bengalen und den Nordwestprovinzen. Sie haben dadurch besonders Aufmerksamkeit erregt, dass sie (scheinbar) aus einer Gegend niedrigeren Druckes dem höheren Druck zu, von NW nach SE fortschreiten. Die Bai von Bengalen hat zu dieser Jahreszeit im Mittel höheren Luftdruck als Oberindien. Der Sitz der grössten Wärme ist aber dann das Deccan und in der Höhe ist deshalb dort ein Zentrum hohen Luftdruckes, von wo der Druck gegen den Himalaya hin abnimmt, wie Hill gezeigt hat [5]).

---

[1]) Der erfahrene Beobachter auf der Schmittenhöhe (1950 m), Hubinger (früher auf dem Schafberg), gab mir ganz bestimmt an, dass auch in dieser Höhe der Wind stets vom Gewitter herkommt, bei dem Gewitter am 4. September 1889 abends aus Süd konnte ich selbst beobachten, dass der Wind sich mit dem Gewitter von S über SE nach E und dann nach NE und N drehte.

[2]) Ferrari, Met. Z. 1888. S. 70.

[3]) Z. B. Klima an der Nigermündung. Met. Z. 1896. S. 102/103. Dr. Bellony, der zu Bamaku am oberen Niger einen Richardschen Barographen benutzte, konnte konstatieren, dass während eines Tornado das Barometer um 1—2 mm steigt und nachher auf seinen alten Stand zurückkehrt. Die Temperatur sinkt um 3—4°, es fällt Regen gemischt mit Hagel. Der Wind dreht sich von E über S nach W. Bull. hebd. Nr. 339. September 1886. pag. 407.

[4]) M. v. die fleissige Arbeit von K. Fritsch. Über die Störungen des täglichen Ganges der meteorologischen Elemente an Gewittertagen. Sitzungsberichte der Wiener Akad. XXXVIII. 1859. S. 633.

[5]) S. A. Hill, Phil. Transactions Vol. 178. 1887 u. Met. Z. B. X. 1889. S. 367 u. 418. Einige Anomalien in den Winden des nördlichen Indien. Die heissen Tagwinde aus NW wehen (unten) von niedrigem zu höherem Druck, folgen aber der oberen Luftdruckverteilung. (Espy-Koppensche Theorie.)

Auch die Gewitterstürme der heissen Zeit in Bengalen lassen demnach, wenn sie von NW her das Gangesthal abwärts ziehen, die Gegend höheren Luftdruckes ebenso zur Rechten liegen, wie unsere Gewitterzüge. Sie entsprechen völlig unseren Wärmegewittern, sind lokal, entstehen aber an vielen Orten zugleich. Etwas niedrigerer Luftdruck, grosse Wärme, wenig Wind oder ein feuchter Seewind[1]) geht ihnen voraus. Sie beginnen als Staubstürme von NW, dann folgt Regen, oft auch Hagel, das Barometer steigt rasch und der Wind kehrt zu seiner früheren Richtung zurück. Die Wolkenbildungen der Nor'-westers entspricht ganz dem Möllerschen Schema der Böenwolke (s. später).

In die Klasse der Wärmegewitter gehören auch die „vulkanischen Gewitter", welche in der Dampf- und Aschensäule eines Vulkanausbruches entstehen. Bei solchen Ausbrüchen werden grosse Massen erhitzten Wasserdampfes zu grossen Höhen emporgetrieben, dort zu mächtigen mit Asche gemengten Wolkenballen kondensiert, welche von Blitzen durchzuckt werden und auch Regengüsse liefern.[2])

Auch über den Savannenbränden im Innern Ostafrikas bilden sich zur Höhezeit der Brände im August schwere Cumulus-Wolken, die gewöhnlich zu ein paar Gewitterentladungen anwachsen.[3])

B. Wirbelgewitter. Neben den Wärmegewittern unterscheidet man meist mit Mohn die „Wirbelgewitter". Diese Benennung kann missverständlich dahin aufgefasst werden, dass damit die Wirbelnatur des Gewitters selbst bezeichnet werden soll. Es sollen aber in diese Kategorie alle jene Gewitter eingereiht werden, welche unter dem Einflusse einer grösseren Barometerdepression entstehen, also Randbildungen derselben vorstellen. Gegenüber den „Wärmegewittern" kennzeichnen sich dieselben durch eine grössere Unabhängigkeit von der Tages- und selbst auch von der Jahreszeit, durch ihr weniger lokales Auftreten und ihre meist grössere Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Gewitter dieser Art fehlen fast ganz in den Tropen.[4])

Diese sog. Wirbelgewitter entstehen im Sommerhalbjahr zumeist am südöstlichen oder südlichen Rande einer Barometerdepression und begleiten z. B. in Mitteleuropa den Vorübergang einer solchen im Nordwesten oder Norden Europas. Dagegen gehören die Wintergewitter der nordeuropäischen Küsten und Inseln, auch jene Mitteleuropas, zumeist dem westlichen Quadranten einer Barometerdepression an, wo unter dem Einflusse von NW- und N-Winden der Regen in Graupelschauer und Schnee übergeht. Die Wirbelgewitter bringen meist einen Witterungsumschlag, sind die Vorläufer eines solchen. Namentlich die ersten Wärmeperioden des Frühlings und Frühsommers werden meist abgeschlossen durch eine Reihe verbreiteter

---

[1]) Eliot, Storms in Bengal. Ind. Met. Memoirs. S. a. die vortreffliche Charakterisierung von D. Archibald in Nature. 30. August 1883. S. 428. — Blanford, Climates of India. London 1889.

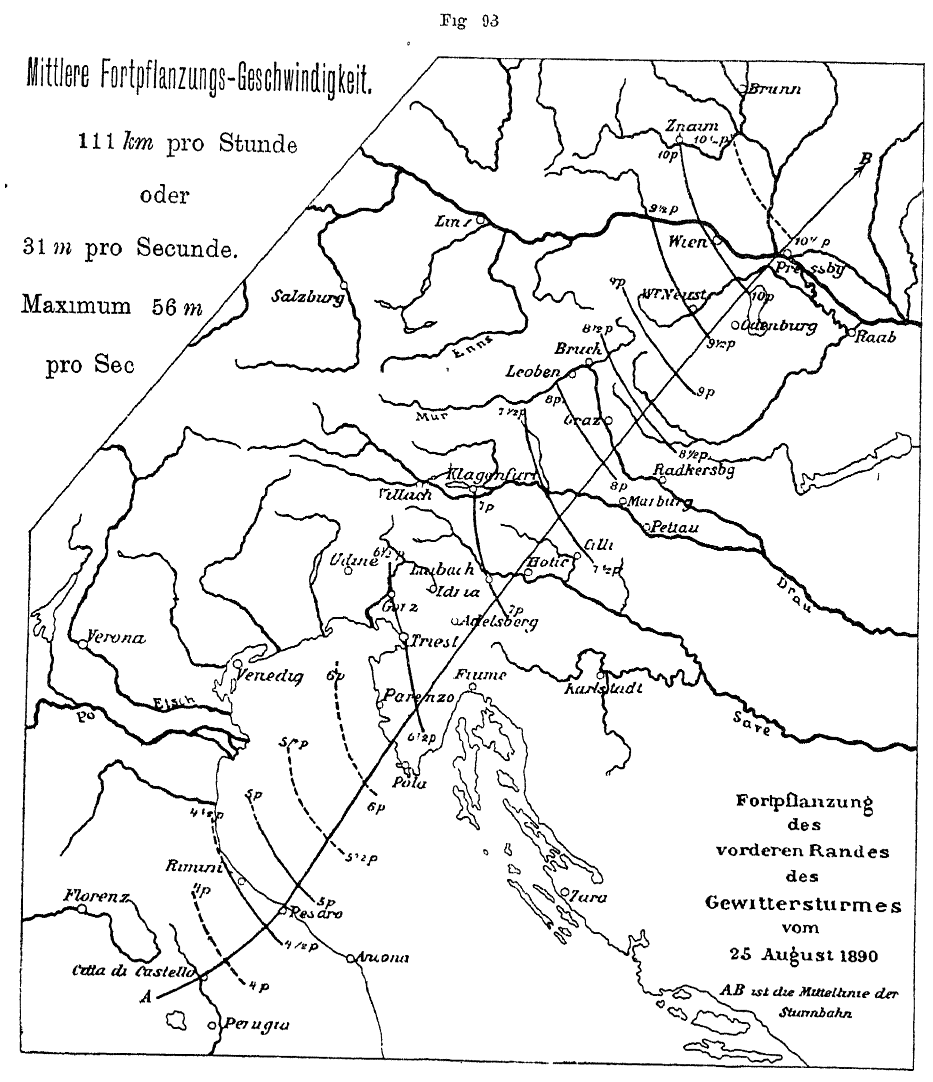
[2]) Th. Wolf berichtet z. B. von der Eruption des Cotopaxi, Juni 1877. Wo der Aschenregen am dichtesten war, in der Nähe des Vulkans bei Quito und über der Westkordillere, war er von häufigen Blitzen und heftigen Donnerschlägen begleitet — aber nur in der nächsten Nähe des Vulkans kondensierten sich die Wasserdämpfe so, dass eine Zeitlang schwere Schlammtropfen fielen. — Palmieri in Kämtz, Rep. f. Met. III. S. 47. Eruption des Vesuv. Dezember 1861.

[3]) P. Reichard, Verhandlungen des 7. Geographentages. Karlsruhe. S. 97. Man sehe darüber auch Danckelman und Cameron.

[4]) W. v. Bezold schränkt die Bezeichnung „Wirbelgewitter" auf jene Gewitter ein, welche im zentralen Teile tieferer wohl ausgebildeter Depressionen bei unruhiger stürmischer Witterung eintreten. Es entspricht dies in der That dem Begriffe derselben, aber die Zahl der Wirbelgewitter würde dadurch über dem Kontinent namentlich ausserordentlich eingeschränkt. (Met. Z. 1895. S. 121: Über Gewitterbildungen, und Sitzungsberichte der Berliner Akad. 1892. XX. S. 18.) Wärmegewitter entstehen nach Bezold in flachen Depressionen mit kaum erkennbarem Zentrum, welche einen Zwischenzustand zwischen Barometermaximum und Minimum darstellen. Auf den Isobarenkarten werden die Stellen ihrer Entstehung häufig durch die sog. „Gewittersäcke", flache Furchen zwischen Gebieten höheren Druckes, bezeichnet. Es muss aber dann wohl noch eine dritte Klasse von Gewittern aufgestellt werden, denn es giebt sehr viele Gewitter, welche auch diesem erweiterten Begriff der „Wärmegewitter" nach Bezold nicht entsprechen, aber auch ebensowenig Wirbelgewitter im obigen engeren Sinne sind.

Gewitter, oft von Hagelfällen begleitet. Die Kälte, die von W oder NW kommt, scheint in der Höhe früher einzutreten, als in den unteren Luftschichten, was die Gewitter- und Hagelbildung besonders begünstigt [1].

Fig. 93.

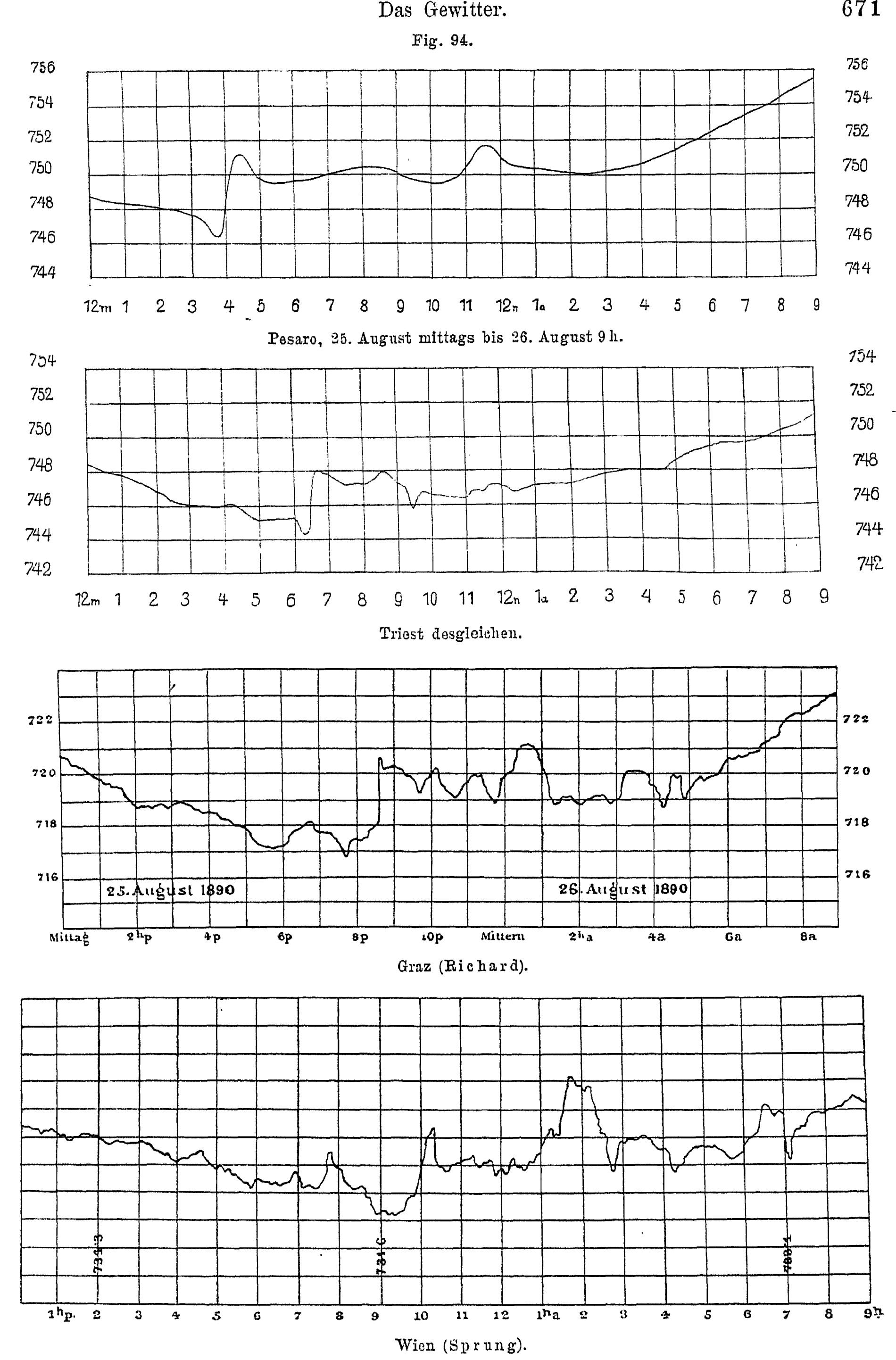


Nach K. Prohaska, Met. Z. 1892.

Die Gewitter im Gefolge einer Barometerdepression treten im Sommerhalbjahr hauptsächlich im südöstlichen Quadranten derselben auf, also im Gebiet grösserer Wärme, und sie sind deshalb zumeist auf das Land und auch auf die wärmere Tageszeit beschränkt. Über den Ozeanen dürften diese Gewitter viel seltener sein,

[1]) Inwieweit die Abkühlung der höheren Luftschichten durch die Eisnadeln der Cirrus- und Cirro-Stratuswolken, die tagelang vorausgehen, erfolgen könnte, wäre zu beachten. Indem dieselben in tiefere Schichten herabsinken, schmelzen und verdampfen, binden sie viel Wärme und kühlen die Luft ab.

Fig. 94.



Pesaro, 25. August mittags bis 26. August 9 h.

Triest desgleichen.

Graz (Richard).

Wien (Sprung).

Barogramme während des Gewitterzuges am 25./26. August 1890.

während hier wieder auf der W- und NW-Seite der Depression öfter Gewitter auftreten. Der grosse Wirbel regt unter dem Einflusse mehr lokaler Verhältnisse an seinem Rande kleine sekundäre, meist unvollständige Wirbel, Kreiselungen in der Atmosphäre an, die, wenn sie der Sitz heftiger Niederschläge werden, zu Gewittern Anlass geben [1]).

Krankenhagen hat für Swinemünde die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Gewittern daselbst in den verschiedenen Oktanten einer Barometerdepression berechnet und gefunden:

Gewitterwahrscheinlichkeit April bis September (Swinemünde).

Oktant der Barometerdepression	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Mittel
Prozent	5	19	**31**	22	9	4	0	10	14

Klossowski giebt die Häufigkeit von Gewittern in den Sektoren einer Barometerdepression im europäischen Russland wie folgt an:

Oktant	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
April, Mai, September	1	10	10	**55**	10	12	1	1
Juni bis August	3	13	7	**36**	10	23	1	7

Prozente von 1416 Gewittertagen.

Es ist demnach im Sommerhalbjahr der SE-Quadrant der Barometerdepression derjenige, in welchem die Gewitter am häufigsten entstehen. Die Gewitterbeobachtungen in den Neuengland-Staaten ergaben, dass 1886 in 60 Proz. der Fälle die Gewitter im S- und SW-Quadranten einer Depression auftraten, 1887 40 Proz. im südlichen Quadranten. Sehr viele Gewitter, darunter einige grosse Gewitter, traten in anticyklonischen Gebieten auf.

Die vorstehende Fig. 93 (S. 670) zeigt das Fortschreiten eines Wirbelgewitters von Mittelitalien bis nach Mähren hinein durch Isobronten und die Linie der mittleren Sturmbahn. (Nach Prohaska.)

Das Wirbelzentrum lag am Nachmittag des 25. August um 3 h p. über der Provinz Perugia, es traf in Triest und Pola zwischen 5 und 6 h ein, in Graz um $7^1/_2$ h, in Wien um 9 h und scheint sich über den Karpathen aufgelöst zu haben. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit war eine sehr grosse, anfänglich ca. 100 km, von $6^1/_2$ bis $7^1/_2$ aber ca. 170 km. Das Gewitter kam auf der Westseite der Front früher zum Ausbruch als auf der Ostseite, so dass es scheinbar von W her sich zu bewegen schien. Es zeichnete sich durch viele Blitze aus, der Donner rollte schwach, war mehr ein kontinuierliches Rollen. Der begleitende Sturm war sehr heftig und richtete vielen Schaden an.

Die das Gewitter begleitenden Luftdruckschwankungen zeigen die vorstehenden 4 Diagramme (Fig. 94.). Das Luftdruckminimum blieb auf der ganzen Strecke ziemlich das gleiche, 746—749 mm (im Meeresniveau). Die Barogramme zeigen überall die charakteristischen Zacken (Schwankungen) oder die sog. „Gewitternasen“. (Met. Z. 1892. S. 168 etc. und 1891. S. 39.)

Form des Auftretens der Wirbelgewitter. Die Wirbelgewitter unterscheiden sich von den Wärmegewittern im engeren Sinne auch in der Form ihres Auftretens. Die Front dieser Gewitterzüge ist meist sehr lang, sie kann ganz Deutschland von Nord nach Süd einnehmen. (Man s. die Karten bei Börnstein.)

Wie Ferrari in Italien und unabhängig davon W. v. Bezold in Bayern zuerst nachgewiesen haben, erfolgt das Fortschreiten dieser Gewitter von W nach E zumeist in Form eines schmalen Bandes, das ziemlich nordsüdlich verläuft (s. Fig. 92 S. 651). Während die Länge dieses Bandes mehrere hundert Kilometer betragen kann, ist dessen Breite, entsprechend der Dauer des über einen Ort hinwegziehenden Gewitters, nur 40, höchstens 80 km.

Diese Gewitter haben auf der Frontseite eine hundert und mehr Kilometer breite Cirro-Stratusdecke [2]), die dem Gewitterherd oft zwei Stunden lang vorausgeht.

---

[1]) Nach Fron (Klossowsky und Ferrari) entstehen alle Gewitter auf diese Art. Fron, Des orages et de leur rapports avec les mouvements generaux de l'Atmosphère. Annuaire de la Soc. Met. de France. 1867. pag. 95. Angot, Deutsche Met. Z. I. 1884. S. 169.

[2]) Die Bestandteile der Cirro-Stratusschicht ziehen dabei, wie ich oft beobachtet habe, rasch von SW nach NE, während die Wolkendecke als Ganzes von W oder NW gegen das Zenit sozusagen heraufwächst. Die Breite des Cirro-Stratusschildes wird bei amerikanischen Gewittern zu 160 km und darüber, deren Höhe zu 10—20 km angegeben.

Vor dem Gewitter weht (wenigstens auf der Nordseite der Alpen) ein Ost- oder Südostwind dem heraufziehenden Gewitter entgegen.[1]) Der Gewitterwind selbst weht meist als Sturm senkrecht auf die Richtung der Gewitterfront. Der Luftdruck, der vorher im Fallen war, schnellt dabei meist rasch in die Höhe um einige Millimeter, die Temperatur sinkt mehr oder weniger rasch. Häufig folgt diesen Gewittern Regenwetter, nasses kühles West- oder Nordwestwetter.[2])

Zuweilen bilden sich ähnliche Gewitter auch auf der Nordseite der Alpen unter dem Einflusse eines Barometerminimums über Oberitalien und der Adria, die aber dann von Ost nach West fortschreiten. Doch sind diese Fälle selten und die Frontentwickelung und Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieser Ostgewitter ist viel geringer als die der Westgewitter.

Die Beobachtungen der bayrischen Gewitterstationen haben ergeben, dass gewisse Gegenden die Entstehung von Gewittern besonders begünstigen, dass manche Gewitterzüge von ihnen ihren Ausgang nehmen, dass selbe als eigentliche Gewitterherde bezeichnet werden können.[3])

Die Entstehung der Wirbelgewitter wird in den meisten Fällen jener der Wärmegewitter ähnlich sein, denn auch sie treten vorzugsweise nach warmem oder heissem Wetter ein. Wenn mächtigere überwärmte untere Luftschichten vorhanden sind, so bewirken die auf der SE- oder S-Seite einer grossen Barometerdepression eintretenden Winde eine Auflösung des gestörten vertikalen Temperaturgleichgewichtes. Die Auslösung erfolgt in diesem Falle unter einem allgemeinen Impulse in einer langen Front zugleich, nicht örtlich begrenzt, wie in dem Falle der Auslösung unter lokalen Impulsen. Aber auch in diesem Falle können sich lokale Verhältnisse daneben geltend machen, wo durch hohe Feuchtigkeit und Wärme besonders dem labilen Zustande genäherte Luftschichten lagern. Solche Gegenden werden häufiger unter dem Einflusse einer entfernten Barometerdepression Gewitter liefern als andere, wo derselbe Impuls gleichzeitig nur Bewölkung und schwächere Niederschläge erzeugt.

Doch sind zur Entstehung dieser „Wirbelgewitter“ durchaus nicht immer überwärmte untere Luftschichten oder ein gestörtes vertikales Temperaturgleichgewicht nötig. Dies wird dadurch bewiesen, dass, wohl unter dem Einflusse kräftigerer Teildepressionen, die Gewitterzüge sich nicht selten auf der gleichen Linie mehrmals wiederholen, nachdem längst durch schwere Regengüsse und zuweilen selbst Hagelfälle eine Mischung der unteren und oberen Luftschichten stattgefunden hat und der sog. labile Gleichgewichtszustand dabei durchaus keine Rolle mehr spielen kann. Diese Gewitterzüge nähern sich wahren Wirbelgewittern, indem sie bei dem Vorübergange wiederholter sekundärer Depressionen zu stande kommen.[4])

---

[1]) Am 15. August 1883 wurde Pernter im Ballon Vindobona vom SE-Wind dem Gewitter entgegengetrieben.

[2]) Eine besondere Klasse von Gewittern, die in ihrem Auftreten mit diesen „Wirbelgewittern“ viel Ähnlichkeit hat, auch in der langen Frontentwickelung, ist mehr anticyklonalen Ursprungs. Wenn, wie dies meist im Sommer der Fall, der hohe Luftdruck in W oder SW von Mitteleuropa liegt, und sich der Osten bei heiterem Wetter rasch erwärmt, wobei der Luftdruck dort sinkt, treten dann öfter Vorstösse des hohen Druckes von Westen her ein, in Begleitung eines verbreiteten W-Gewitters mit rasch steigendem Luftdruck. Demselben folgt aber sogleich wieder Aufheiterung bei wieder hergestellten höherem Druck und Erwärmung. Das kann sich mehrmals wiederholen.

[3]) Solche Gewitterherde sind z. B. die sumpfigen Niederungen zwischen den grösseren Seen und den Alpen, so insbesondere die Gegend zwischen dem Ammersee, Starnbergersee und Chiemsee und den Alpen; die ausgedehntesten, Bayern durchziehenden Gewitter dürften ihren Ursprung zwischen Rhein- und Schwarzwald haben: Bezold, Untersuchungen über Gewitter in Bayern und Württemberg. Zeitschrift f. Met. XVIII. 1883. S. 200.

Cl. Hess hat die Gewitterherde der Schweiz festzustellen gesucht. Die grössten Brutstätten der Gewitter sind dort der Baseler Jura und das angrenzende Solothurner Gebiet, dann das obere Ende des Züricher Sees und das Vorland des Säntis, Appenzell und St. Gallen. Interessant ist die Gewitterverteilung auf dem Vierwaldstätter See. Es entfallen auf die Luzerner und Alpnacher Bucht 10, auf den Küssnachter Arm und die Vitznauer Bucht 7, Gersauer Bucht 4, Flüeler See (Brunnen, Fluelen) nur 2. Die Hochalpen haben relativ wenig Gewitter, ebenso Tessin.

[4]) Cirro Ferrari namentlich hat gezeigt, dass dieselbe grössere Depression 2 bis 3 Folgen von Gewitterzügen veranlassen kann, die an einem gegebenen Orte im Intervallen von mehreren Stunden vorüberziehen. Am Barometer erzeugt jeder dieser Gewitterzüge die charakteristische „Gewitternase“. Dies zeigen z. B. die drei Gewitter vom 10. Juli 1883, die Ferrari besonders untersucht hat und die über den Montblanc hinweggezogen sind, das erste $10^1/_2$h a, das zweite um 2h p m und das dritte um 5—6h p m. Sie haben der Reihe nach ganz Norditalien durchzogen.

C Gewitter in den Grenzgebieten zwischen kalten und warmen Räumen.

Diesen Gewittern ist bisher noch nicht die gebuhrende Beachtung geschenkt worden Sie durften vorlaufig als eine besondere Klasse hingestellt werden Das am meisten charakteristische meteorologische Moment bei diesen Gewittern ist, dass, ganz im Gegensatz zu der vorherrschenden Ansicht uber die Entstehung der Gewitter, dieselben in Gebieten oder Streifen entstehen, wo es unten kalt und oben warm ist, also ein stabiler vertikaler thermischer Gleichgewichtszustand herrscht. Zudem stehen sie meist nicht in direkter kausaler Beziehung zu einer Barometerdepression, konnen demnach auch nicht als Wirbelgewitter aufgefasst werden

Auf der Nord-, sowie auch auf der Sudseite der Ostalpen entstehen haufig Gewitter in einem Gebiete normalen oder selbst hohen Luftdruckes, wenn im Westen das Barometer rasch steigt und der hohe Luftdruck ostwarts vordringt, wobei zugleich kalte Luft wie ein Keil sich unten einschiebt und die warmere Luft daselbst gleichsam auf den Rucken nimmt An der Stirnseite dieser kalten Welle hoheren Druckes entstehen dann in der warmeren Jahreszeit zahlreiche Gewitter, wahrend der Luftdruck rasch steigt

Da die Mischung warmer und kalter Luft keine starke Kondensation des Wasserdampfes erzeugen kann, muss man sich dieselbe im vorliegenden Falle dadurch erklaren, dass die warme Luft durch die unten eindringende kalte Luft gehoben wird und dabei dynamisch so rasch abkuhlt, dass dadurch die Veranlassung zu schweren Niederschlagen und Gewittern gegeben wird Wahrscheinlich aber wird durch Wirbelbildungen an der Begrenzungsflache der unteren kalten und oberen warmen Luft eine weitere Veranlassung zur Kondensation gegeben Die Hagelfalle, welche solche Gewitter nicht selten begleiten, scheinen darauf hinzuweisen [1])

Wenn der Westen kalt ist bei hohem Luftdruck, der Osten und Sudosten warm bei niedrigerem Luftdruck (zuweilen besteht auch eine seichte Depression uber Oberitalien), dann entstehen nicht selten zahlreiche Gewitterzuge aus S und SW, welche zuweilen einige Tage lang sich folgen und samtliche Alpenketten uber-

---

Zuweilen entstehen Gewitter unter dem Einflusse kleiner lokaler Depressionen, welche in der That als echte Wirbelgewitter erscheinen Ich habe sowohl in Kremsmünster (einmal) als auch in Wien (mehrmals) Gewitterbildungen beobachtet, welche fast rings um den Horizont herum erfolgten, so dass die Wolkenbildungen eine kreisende Bewegung zeigten Die Gewitter blieben lokal beschrankt, sie entstanden offenbar unter dem Einflusse eines kleinen lokalen Barometerminimums

In Oberitalien scheinen nach den Studien und Karten von Ferrari solche Wirbelgewitter im Gebiete kleiner aber wohl abgegrenzter Barometerminima häufiger aufzutreten

[1]) K Prohaska hat solche Gewitter beschrieben in Met Z 1894 S 24 Gewitter vom 10 Okt 1893, letzteres besonders instruktiv Barometermaximum uber Sudfrankreich, hoher Druck von W nach E vordringend Obersteiermark kalt, 8—9°, Südsteiermark warm, 22—24° An der Stirnseite der vordringenden kalten Luft Gewitter und Hagel Oben SSW, nach dem Zug der hohen Wolken Sonnblick S Temperaturabnahme 0 56° pro 100 m Das Gebiet im Suden, wo die Teildepression lag, blieb gewitterfrei

Der 27 September 1885 war ein sehr gewitterreicher Tag in den Ostalpen Es war dabei oben warm, unten kalt Z B

27 September Temperatur	7 h	2 h	9 h
Schafberg 1780 m	9 1°	12 1°	10 0°
Bregenz, Salzburg, Kremsmünster 400 m	8 8°	11 8°	10 3°

Am 28 September Schneefall in der Schweiz, zuerst in der Niederung, dann erst auf den Hohen, zu Zürich fruher als auf dem Säntis

Von besonderem Interesse ist auch das Nachtgewitter aus Osten vom 21 /22 August 1892 (Met Z 1893 S 29) Auf dem Sonnblick das heftigste je früher beobachtete, von 0 h 15 bis 9 h 10 m a m am 22 Hoher Druck in E und warm dort, in W kalt, aber auch dort hoher Druck Die untere Höhe der Cumuli in Kärnten betrug 2600 m Langsame Wärmeabnahme, unter normal An den heissen vorausgehenden Tagen, wo rasche Wärmeabnahme bestand, gab es keine Gewitter.

queren, also sehr hoch ziehen. Die Gewitter treten dann, auf der Nordseite der Alpen wenigstens, bei niedriger Temperatur und ziemlich hohem Luftdruck auf, bei langsamer Wärmeabnahme nach oben.

Am bemerkenswertesten waren in dieser Hinsicht die Gewitterzüge vom 4.—7. August 1890. Nach einer Abkühlung bei Westwind und Trübung setzten ganz unerwartet am 4. nachmittags diese Gewitterzüge aus SE und S ein und wiederholten sich bei Tag wie bei Nacht. Sie kamen quer über die Alpen, zogen bis nach Böhmen hinein, waren sehr blitzreich und verursachten viele Schadenfeuer. Die Temperaturabweichung war im Norden der Ostalpen — 1° bis — 2°, während sie in Westungarn und Kroatien zu Anfang der Periode + 7 bis + 8° war, zu Ende noch 1—2°. Der Temperaturgegensatz zwischen W und E blieb mehrere Tage bestehen, die Gewitter traten dort am stärksten auf, wo der horizontale Temperaturgradient am grössten war und in der Höhe die warme feuchte Luft aus SE direkt den kalten konträren Unterwind überwehte. Es kehrt sich hier der Gradient um und ist vom warmen gegen das kalte Gebiet gerichtet. Die Gewitterzüge lassen deshalb das warme Gebiet zur Rechten liegen.[1])

Das Interessante bei diesen Gewittern ist, wie nochmals hervorgehoben werden soll, dass die Wärmeabnahme mit der Höhe bis zur Gewitterhöhe hinauf (bis 3 km) unter normal, also recht stabil ist. Sie müssen daher einer dynamischen, nicht aber einer thermischen Gleichgewichtsstörung ihre Entstehung verdanken.

Bei einer ähnlichen Klasse von Gewittern, die in Wien keinen kleinen Bruchteil sämtlicher Gewitter bilden, ist dies offenbar auch der Fall.

Nach heissen Tagen tritt (meist Abends) Weststurm ein (in Oberösterreich früher schon mit Gewittern), die Temperatur sinkt rasch (in zwei Fällen von 30 bis auf 10°), der Himmel bleibt heiter, oder bedeckt sich mit einigen Fracto-Cumuli.

Am anderen Tage erst bei anhaltenden kaltem Wind (oder in der Nacht, wenn die Abkühlung schon am Morgen vorher eingetreten) bilden sich Gewitterzüge von S oder SW herauf, die sich oft mehrfach wiederholen, mit schweren Regengüssen. Der kalte Unterwind behält aber die Herrschaft.

Im Frühjahr und Frühsommer bei kaltem nassen W- und NW-Wetter treten ganz unerwartet Gewitter aus SE auf, welche in manchen Fällen die Periode kalten nassen Wetters beenden, es folgt ihnen warmes schönes Wetter. Sie bringen Wärme, nicht Abkühlung wie die meisten Gewitter. Es ist eine überraschende Erscheinung, bei kaltem stürmischen W- oder NW-Wind Gewitter aus SE fast rechtwinklig auf den Unterwind heraufziehen zu sehen. Diese Gewitterzüge wiederholen sich nicht selten am gleichen Tage oder einige Tage hintereinander.[2])

Diese ganze Klasse von Gewittern, bei welchen die unteren Schichten relativ kalt, die oberen warm sind, das thermische vertikale Gleichgewicht also stabil ist, verdanken ihre Entstehung offenbar einem dynamisch labilen Gleichgewicht, welches an der geneigten „Begegnungsfläche“ kalter und warmer Luftströmungen eintreten kann.[3])

D. Gewitterböen. Zuweilen nehmen die grossen Frontgewitter, die im Gefolge einer sekundären Depression ein Land durchziehen, eine besonders markante, durch orkanartige Windstösse längs eines grossen Teiles der Gewitterfront bezeichnete Form an. Die Luftdruckverteilung, die einem solchen fortschreitenden bandförmigen Sturmgebiete zu Grunde liegt, gleicht an der Erdoberfläche jener in einer V-Depression. Das V hat sich aber in eine lange Rinne niedrigen Luftdruckes umgewandelt, welche auf ihrer Rückseite einen barometrischen Steilrand hat. (Fig. 95.) Vorne wehen warme südliche oder südöstliche Winde, mit mehr oder weniger heiterem Himmel, auf der Rückseite herrschen unvermittelt Niederschläge mit kalten Westwinden, die mit Sturmesgewalt in Stössen wehen, senkrecht auf die Front des meist mit grosser Schnelligkeit von West nach Ost fortschreitenden Wetter-

---

[1]) Die interessanten Gewitter vom 4./7. August und vom 25./26. August 1890 hat K. Prohaska eingehend beschrieben und letztere durch Isothermen- und Isobarenkarten erläutert (s. auch oben S. 670). Die Umkehrung des Gradienten in 2500 m wird für die letzteren Gewittertypen nachgewiesen. Met. Z. 1891. S. 26 und 1892. S. 161.

[2]) Z. B. am 28., 29., 30. April und 1. Mai 1892. In manchen Fällen verstärkt sich der kühle Unterwind beim Heraufziehen des Gewitters, rechtwinklig auf denselben, zuweilen wird er schwächer, wenn der Gewitterherd näher kommt, setzt aber dann wieder heftig ein.

[3]) W. Blasius hat sein ganzes meteorologisches System auf die Vorgänge an der Begrenzungsfläche kalter und warmer Luftströmungen gegründet. Aber erst Max Möller hat in streng wissenschaftlicher Weise die Bedeutung derselben nachgewiesen. Der räumliche Gradient. Met. Z. 1895. S. 89, besonders S. 95 etc.

stürzes. Das am meisten charakteristische bei dieser Erscheinung ist ein schroffer Temperaturgegensatz, der zu beiden Seiten der Luftdruckrinne auf einen schmalen Streifen konzentriert ist, die demselben entsprechende Druckstufe und die von Niederschlagen begleiteten stürmischen Windstösse längs der ganzen Linie. Die Gewittererscheinungen sind dabei sekundärer Natur und nicht immer längs der ganzen Front zu beobachten, ja dieselben können auch ganz fehlen.

Fig. 95.

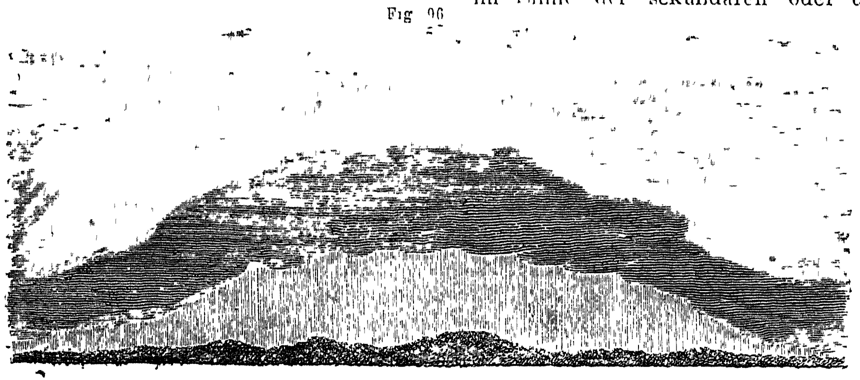
Isobaren der Böe vom 27. August 1890, 6h abends. Nach Durand Gréville.

Trotzdem schliesst sich die Darstellung dieses Phänomens am besten an jene der grossen Frontgewitter an.

Die charakteristische Wolkenform der Gewitterböen ist ein scheinbar im Halbkreis heraufziehender dunkler Wolkenwulst, hinter welchem die lichtere Regenwand sichtbar wird.[1]) (Fig. 96.)

Diese Böen stehen in der schon erwähnten Beziehung zu einer sekundären oder einer Hauptdepression und die langen Sturm-, Regen- und Gewitterfronten können gleichsam als Radius vektor zum Zentrum der Hauptdepression angesehen werden, der sich entgegengesetzt dem Zeiger einer Uhr um dieselbe dreht (s. Fig. 97). Die Druckrinne und Druckstufe, welche demselben entspricht, ist nur an der Erdoberfläche vorhanden, in relativ geringer Höhe verlaufen die Isobaren im Sinne der sekundären oder der

Fig. 96.



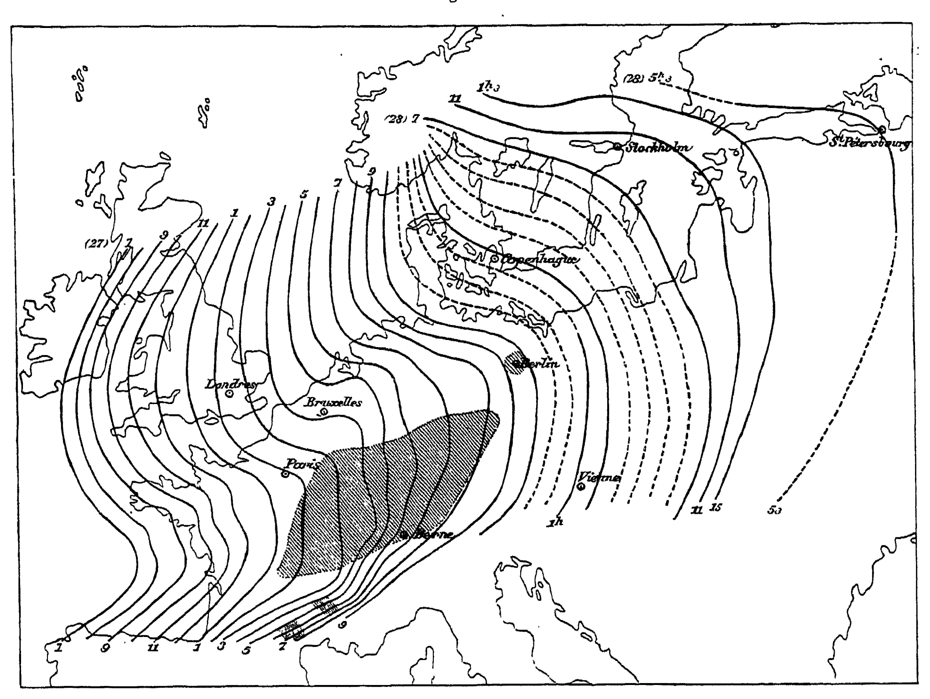
Bogenförmige Böenwolke. (Deutsche Seewarte, Segelhandbuch.)

Hauptdepression. Die Druckstufe ist ein Effekt der niedrigen Temperatur auf der Rückseite des Phänomens und daher auf die unteren Schichten beschränkt.

[1]) Bei den Franzosen heissen diese Böen „grains", und sie unterscheiden grain orageux oder bloss grain de vent. Die charakteristische Wolkenform bringt immer Sturmstösse, aber nicht selten ohne Gewitter, zuweilen selbst ohne Regen, so dass hinter derselben heller Himmel erscheint.

Die folgende Fig. 98 S. 678, welche die Barogramme während des Vorüberganges der orkanartigen Böe vom 26. August 1897 darstellt, zeigt, dass von der gewaltigen Druckstufe beim plötzlichen Einbruch des Weststurmes an der Erdoberfläche in einer relativen Höhe von ca. 2600 m gar nichts mehr zu sehen ist. Man beachte die gleichzeitigen Barogramme von Zell a. S. (nahe dem Fusse des Sonnblick) und vom

Fig. 97.



Isochronen der Böe vom 27./28. August 1890. Nach Durand Gréville.
Das Auftreten von Gewittern ist durch Schraffierung angedeutet.[1])

Sonnblickgipfel. Diese Druckstufen, sowie die sogenannten „Gewitternasen“ scheinen durch rasche Dichtigkeitsänderungen der unteren Luftschichten verursacht zu werden.[2])

---

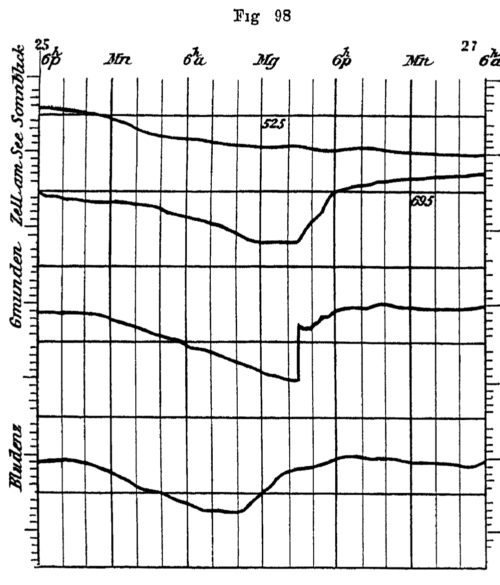
1) Die Geschwindigkeit des Fortschreitens dieser Böe von der Küste von Frankreich bis Mitteleuropa war 65 km pro Stunde. Die Gewitter begannen erst um 1 h p m und hörten am Abend wieder auf. Die Depression (um 6 h südlich von Hamburg, 744 mm) war bei ihrem Fortschreiten über die Ostsee von einem furchtbaren Wirbelsturm begleitet (Helsingfors 53 m pro Sekunde). Die Gradienten der Druckrinne in Deutschland betrugen im Mittel etwa 10 mm. E. Durand Gréville, Les grains et les orages. Annales du Bureau Centr. Mét. 1892. I. Memoires, und Met. Z. 1897. S. 8. Böen und Tornados.

2) M. Margules, Vergleichung der Barogramme etc. Met. Z. 1897. S. 248. W. v. Bezold hat auch an die plötzliche Kondensation unterkühlten Wasserdampfes als Ursache gedacht, aber dann müsste die Druckzunahme auch oben auftreten, da die Expansion der Luft nach allen Seiten stattfindet.

Die von Margules vorgenommene Vergleichung der Barographenkurven von Thal- und Bergstationen hat ergeben, dass die Druckzunahme hauptsächlich bis zu 2000 m relativ stattfindet, darüber hinaus bleibt der Druck konstant, während das Barometer im Thal um einige Millimeter steigt. Die Verdrängung wärmerer Luft durch kältere in den unteren Schichten erzeugt die Druckstufe. Schwieriger zu erklären ist das oft folgende Sinken des Barometers, während unten die Abkühlung andauert. Das Stationspaar Klagenfurt-Obir zeigt dann öfter, dass oben eine Erwärmung eintritt. Wahrscheinlich sind aber dynamische Ursachen zumeist dabei im Spiele.

W. Köppen hat eine ausgezeichnete Beschreibung einer grossen Gewitterböe (vom 9. August 1881) geliefert[1]), welche zur Aufklärung der Mechanik dieser „Wetterstürze“ wesentlich beigetragen hat und die deshalb typisch geworden ist. Dieselbe soll deshalb hier im kurzen Auszuge (nach Möller) Platz finden. Auch der sogenannte „Eurydice Squall“, eine furchtbare Schneeböe, in welcher die Fregatte „Eurydice“ kenterte, und die England am 24. März 1878 in einer Länge von mehr als 650 km bei einer Breite von bloss $1^1/_2$—5 km mit einer Geschwindigkeit bis zu 90 km pro Stunde durchzog, hat eine für die Kenntnis der Natur dieser Erscheinungen wichtige Beschreibung gefunden[2])

Fig. 98



Barogramme der Böe vom 26. August 1897 (Met. Z. 1898.)

Am 9. August 1881 befand sich um 8 h morgens ein Depressionszentrum mit 744 mm über der Nordsee. In SE davon liess sich in Deutschland ein schwach entwickeltes Teilminimum an einer Ausbuchtung der Isobaren erkennen. Hier herrschte schon am Morgen eine hohe Temperatur von 20°. Im Laufe des Vormittags wanderte die sekundäre Depression mit zunehmender Intensität gegen E, erreichte um 3 h nachmittags zur Zeit der höchsten Tageswärme ihre grösste Entwickelung, nahm dann an Tiefe ab, um am 10. in Russland zu verschwinden. Dieses Teilminimum erzeugte vormittags in Deutschland bei ziemlich heiterem Wetter leichte südöstliche Winde, so dass die Temperatur auf der Ostseite desselben sich bis zu 30° steigerte. Auf der Rückseite dieser Ausbuchtung der Isobaren aber trat gleichzeitig eine ausserordentlich rasche Temperaturabnahme bis auf 17—15° C ein, welche durch stürmische westliche Winde im Laufe des Tages über ganz Deutschland getragen wurde. An der Grenze der warmen und kalten Luft kamen ausgedehnte Gewitter zum Ausbruch, welche, in langgestreckter Front von den Alpen bis nach Dänemark reichend, dem tiefsten Druck des Teilminimums (der Druckrinne) auf dem Fusse folgten.

Die Druckverteilung in der Höhe und an der Erdoberfläche war dabei, wie die Rechnung ergiebt, eine verschiedene. In der Höhe verliefen die Isobaren mehr geradlinig, während an der Erdoberfläche, da der Druck in der kalten Luft nach unten rascher zunahm, eine Druckstufe entstand. In der warmen Luft erstreckte sich der niedrige Druck in Form einer Rinne oder einer spitzen V-Depression bis gegen die Alpen, während er sich über Dänemark mit der Hauptdepression vereinigte (ähnlich wie in Fig. 95). Dem Verlaufe der Isobaren in der Höhe entsprechend, wehte daselbst etwa oberhalb 600 m Höhe SW-Wind, welcher z. B. im Riesengebirge kältere Luft aus W herbeiführte, bevor noch an der Erdoberfläche selbst der kalte W-Wind sich eingestellt hatte. Wo derart eine Überflutung der warmen unteren Luft durch diese kältere Luft in der Höhe eintrat, wurde das vertikale Gleichgewicht der Luft gestört. Die warme Luft durchbrach daselbst, Gewitter erzeugend, die oberen kälteren Schichten. Damit waren die Vorbedingungen für die Ausbildung des Böensturmes gegeben, welche, einmal ein-

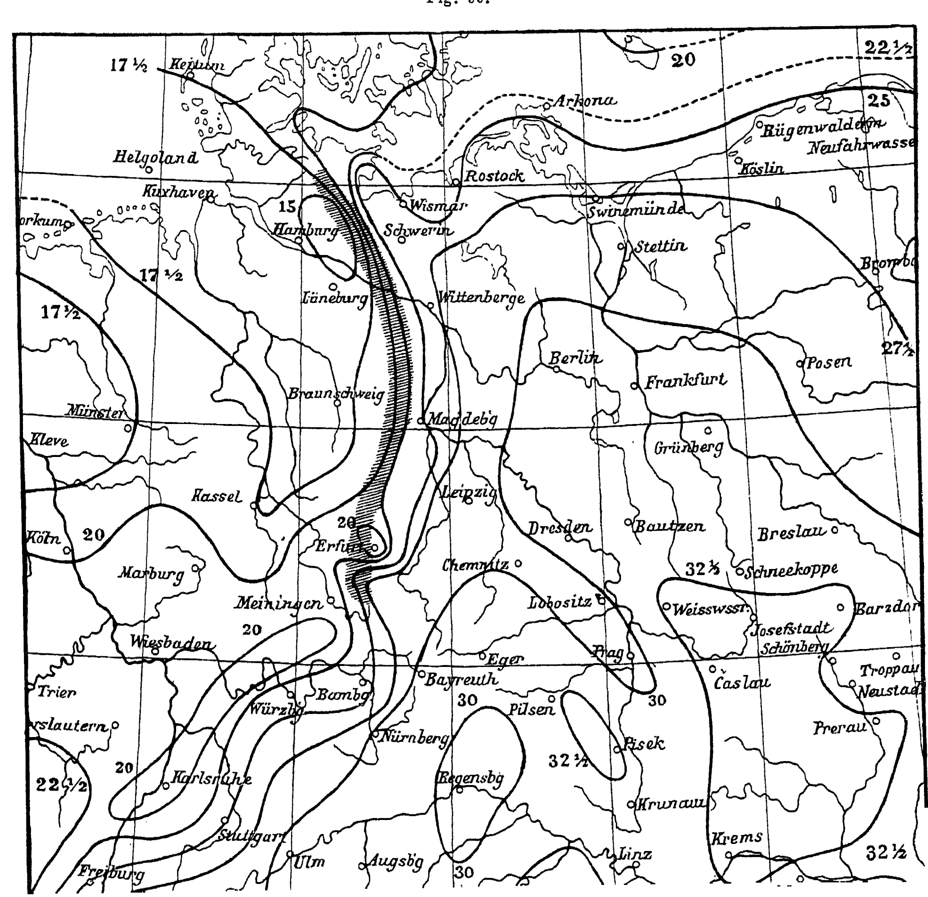
Die Sturmböe vom 26. August hatte in Westösterreich eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit von ca. 90 km pro Stunde und zeigte dabei auf einem Streifen von 18 km Breite einen Gradienten von 43 mm. In Gmunden schnellte der Luftdruck um 3 h um 7 mm in die Höhe. In Zell a. S. stieg der Druck langsamer, auf dem Sonnblick zeigten sich weder im Luftdruck, noch in der Temperatur und Windrichtung bemerkenswerte Änderungen. Unten in den Thälern trat mit Einbruch des Sturmes sehr starke Abkühlung ein, zu Zell a. S. von 17.6° auf 7.4°. Der Wettersturz erstreckte sich bis zu einer Höhe von ca. 2000 m. S. M. Margules, Met. Z. 1897. S. 251 und Baro- und Thermogramme von Thal- und Bergstationen. Met. Z. 1898. S. 1—16.

1) W. Köppen, Der Gewittersturm vom 9. August 1881. Annalen der Hydrographie 1882. X. S. 595 und 714, und Met. Z. XIX. 1884. S. 12 etc.

2) W. Cl. Ley, The Eurydice Squall. Symons' Met. Mag. Vol. XIII. 1878. pag. 33, und R. Abercromby in Quart. Journ. R. Met. Soc. Vol. X. pag. 178. Man s. a. American Met. Journ. Vol. I. pag. 263 etc.

geleitet, weite Länderstrecken durchzog. Im Osten des Gewitters herrscht noch drückende Hitze, es weht mässiger SE und der Himmel erscheint nur mit Cirruswolken leicht bezogen. Da ballen sich am Westhorizont die schwarzen Gewitterwolken zusammen, die, vom Orkan begleitet, gewaltige Regen- und Hagelmengen herabsenden. In scharfer Grenzscheide berühren sich hier warme und kalte Luftmassen, erstere liegt vor dem Gewittergewölk im Osten, während letztere von West heranstürmt, und den ganzen Raum bis zum Erdboden erfüllt. Denn im Niederfallen verdrängt die kalte Luft zum Teil die warme, mischt sich mit dieser und es sinkt die Temperatur des Gemenges alsbald noch tiefer, da kalter Regen und Hagel die unteren Luftschichten bedeutend abkühlt. Sofort nimmt, dem

Fig. 99.



Temperaturverteilung über Mitteleuropa am 9. August 1881 um 2h nachmittags (Ortszeit). Nach W. Köppen. Die Gebiete des orkanartigen Windes um 2h sind schraffiert, sie entsprechen dem grössten Temperaturgefälle.

Gewicht der schweren um 15° kälteren Luft entsprechend, der Druck hinter dem Wolkenrande um mehrere Millimeter zu, wobei die stärkste Druckstufe an der Erdoberfläche eintritt. Mit einer, zumal in der Tiefe grossen Gewalt drängt daher die kalte Luft nach Ost vorwärts und erreicht in der Nähe des Erdbodens ganz enorme Geschwindigkeiten, welche im vorliegenden Falle 30—40 m erreicht haben müssen. Diese gewaltige Windstärke konnte sich ausbilden, da die Druckdifferenz von 2—4 mm nur über eine kleine Distanz verteilt war und auf ein verhältnismässig kleines Luftquantum wirkte und weil die Luft bei Durcheilung dieser Druckstufe nur einen kleinen Weg zurücklegte, somit nur mässigen Verlust an lebendiger Kraft durch Reibungswiderstände erlitt.

Es hatten sich mehrere Gewitter ausgebildet, von denen das bedeutendste um 9h vormittags in Belgien entstand, um 2h nachmittags zum gewaltigsten Phänomen sich entwickelte und als schmaler von S nach N reichender Streif quer zu seiner Erstreckung nach E wanderte. Um 2h erstrekte

sich die Boe von Dänemark bis zu den Alpen, überall von orkanartigem Wind und schwerem Regen begleitet. Auf dem linken Flügel in Holstein fielen bedeutende Hagelmassen, welche zu 5 Millionen Kubikmeter geschätzt werden konnten und ungeheuren Schaden anrichteten. Das grossartige Phänomen erreichte 7 h abends Hinterpommern und Posen, bis endlich das Gewitter völlig geschwächt mit dem Einbruch der Nacht sich in Ostpreussen und Polen auflöste.

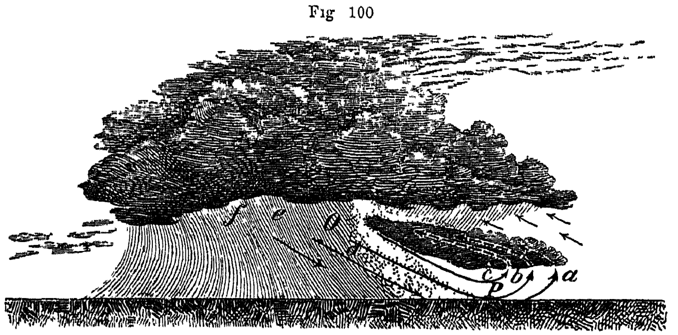
Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieses Gewitters ergab sich zu 16—24 m pro Sekunde (57—87 km pro Stunde).

Wo der Niederschlag am stärksten war und zum Teil in fester Form fiel, war die Temperaturdifferenz am grössten. Zwischen Neustadt (26.1°) und Segeberg (14.6) erreichte dieselbe um 2 h 11.5° auf nur 39 km Entfernung. Die vorstehende Fig. 99 zeigt den Zusammenhang der Temperaturverteilung mit der Verbreitung des Orkans, die Strecke der grössten Druckstufe entspricht dem stärksten Temperaturgefälle.

Da die Windgeschwindigkeit in der Sturmboe grösser ist, als die des Fortschreitens des ganzen Phänomens, so stellt sich Möller den dynamischen Vorgang dabei folgendermassen vor.

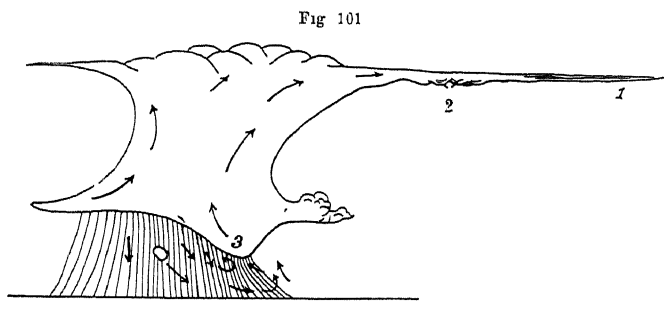
Schräg abwärts fallend erreicht der Boensturm die vordere Grenze des Phänomens und wird hier durch Reibungswiderstand gehemmt. Die ihrer Bewegung zum Teil beraubte Luft wird durch die nachdrängenden Massen kalter Luft emporgehoben und gleichzeitig von dem mit 20 m Geschwindigkeit vordringenden Phänomen überholt, so dass diese Luft in den Ausgangspunkt des fallenden Boensturmes in der Höhe gerät und nun aufs neue den Sturm speist. Dieser wiederholte Kreislauf derselben Luftmasse trägt zur Erklärung der grossen Temperaturstufe wesentlich bei.

Fig. 100.



Boenwolke nach M. Möller.

Fig. 101.



Der Vorgang gleicht einer Kältemaschine. Erst Aufsteigen warmer Luft, welche in der Höhe ziemlich kalt wird, dann Übertragung dieser Kälte durch die Niederschläge auf die unteren Schichten, Abkühlung derselben auf eine Temperatur, welche der Temperatur der oberen Schichten nahe kommt, und zum Schlusse Emportreiben dieser schon im Beginn der steigenden Bewegung kalten Luft. Die nun folgende Expansionserkaltung thut ihr Übriges, um selbst Frostkälte erzeugen zu können. Der Vorgang gleicht jenem in den Kaltluftmaschinen. Möller meint, dass auf diese Weise auch die Hagelbildung eingeleitet werden kann.

Die Fig. 100 stellt den ganzen Vorgang nach der Auffassung von Möller vor, welche allgemeine Anerkennung gefunden hat[1]). Die Fig. 101 zeigt einen ähnlichen Cumulo-Nimbus im Querschnitt nach den Beobachtungen am Blue Hill-Observatorium von H. Clayton.

---

[1]) Blanford z. B. bemerkt, dass dieselbe völlig mit seinen eigenen Wahrnehmungen bei den Gewitter- und Hagelstürmen der heissen Zeit in Bengalen übereinstimmt. — Der Wolkenkragen oder die Wolkendraperie vor der Regenwand wird durch diese kalte, aber auch fast gesättigt-feuchte Luft bei ihrem Emporsteigen gebildet. Hier kann sich, meint Möller, in relativ geringer Höhe Hagel bilden, denn der Vorgang gleicht einer Kältemaschine. Das würde erklären, dass zuweilen im Thale Hagel fallen kann, während höher auf Bergen die Temperatur über Null blieb. M. Möller, Untersuchung über die Lufttemperatur und Luftbewegung in einer Boe. Deutsche Met. Z. I. 1884. S. 230. Erläuterung zu den Buchstaben in Fig. 100: a, b, c Windstrahlen, die vom Rande bei O ausgehen, bei P die Erde treffen und dann retardiert aufsteigen, die punktierte Zone vor O und hinter dem Wolkenkragen entspricht der Hagelzone, rückwärts bei e und f beginnt die Regenzone.

Die Ursache für die Ausbildung einer Druckstufe und damit für die wesentlichste mittelbare Ursache für den kurzen orkanartigen Sturm findet Köppen einerseits in der durch die Niederschläge bewirkten Zusammendrängung der Isothermen in der betreffenden Gegend, anderseits in einer mit der Brandung zu vergleichenden Wirkung der Reibung, die Erscheinung hat die grösste äussere Analogie mit den Böewellen in den Flussmündungen.

Auf der SE-Seite einer Barometerdepression entsteht durch Insolation ein Gebiet hoher Wärme und zugleich damit in den unteren Schichten ein Ausläufer der Depression, während in der Höhe (in 6—700 m) die Isobaren ihre elliptische Gestalt behalten. Der östliche Teil dieser Ausbuchtung der Isobaren bleibt dadurch dem abkühlenden Einflusse der Strömung aus W entzogen und kann bei schwachem südlichen Wind seine Temperatur ungestört steigern. Der westliche Teil dagegen wird früh durch die kühle Luft aus West, die bei gleichzeitigem Fortschreiten der Hauptdepression einen immer nördlicheren Ursprungsort erhält, überflutet. In der Grenzzone entsteht durch den Auftrieb der wärmeren Luft Regen und durch diesen wird die niedrige Temperatur hart an die Grenze der hohen Temperatur vorgeschoben und so eine Temperaturstufe erzeugt, welche ihrerseits wieder eine Druckstufe zur Folge hat, die sich beide nach der Seite der höheren Temperatur fortpflanzen. Die Druckstufe erzeugt eine ausserordentliche Windstärke auf der ganzen Breite der Stufe während ihres etwa 10 Minuten währenden Vorüberganges. Gespeist wird dieses Sturmband etwa zu $^2/_3$ durch die aus der Höhe meist im Regen herabsteigenden Luftmassen.

Assmann vergleicht die heranziehende schwarze Wolke bei dem furchtbaren Gewittersturm vom 7. August 1898 bei Köln mit einer riesigen Walze (Wirbel mit horizontaler Achse). Der Vorübergang derselben dauerte bloss 4 Minuten (sie hatte also nur eine Breite von 2—300 m), hinterliess aber die schrecklichsten Zerstörungen, die man irrtümlich einer Trombe (Wirbel mit vertikaler Achse) zugeschrieben hat.[1])

Litteratur über Gewitter, die nicht schon angeführt, aber im Vorstehenden benutzt worden ist: H. Mohn und H. H. Hildebrandsson, Les orages dans la Péninsule Scandinave. Soc. R. d'Upsal 1887. Upsal. — Gewitter in Russland. Schönrock, Berg, Beyer und Heintz. Rep. für Met. Bd. XI, Nr. 12 und 13, Bd. XII, Nr. 13, Bd. XIII, Nr. 5 und 11, Bd. XVII, Nr. 7 und 8.

Dr. Ciro Ferrari, Osservazioni dei temporali raccolte nel anno —, Annali della Met. Italiana. P. I, 1881, P. I, 1883, P. I, 1885. Schiaparelli, Frisiani, Pini. Sui temp. osserv. nell Italia superiore. Publ. del R. Specola die Brera, Nr. XVI, XVII und XVIII. S. a. Zeitschrift für Met. 1884. S. 353, Deutsch. Met. Z. II, 1885. S. 353. Lang, Gewitterstudien in Italien, Met. Z. XXIII. (1888). S. 1 und 62. — Gewitterstudien in Bayern von W. v. Bezold und Lang in den Beobachtungen der Met. Stationen in Bayern. Bd. I—III. 1880—1882 und in mehreren späteren Jahrgängen. K. Prohaska, Beobachtungen über Gewitter und Hagelschläge in Steiermark, Kärnten und Oberkrain. Graz, Naturw. Verein, s. a. Zeitschrift f. Met. 1889. S. 176. — Die Ergebnisse der französischen Gewitterbeobachtungen finden sich zerstreut in den Publikationen der meteorologischen Kommissionen der Departements und in den Publikationen des Pariser Observatoriums. Atlas Mét. de l'Observatoire de Paris 1869 etc. und Annales du Bureau Central Met. 1876 etc. (speziell Plumadon in Atlas Mét. Année 1876). Die Litteratur über Gewitter ist so gross, dass nicht spezieller auf dieselbe eingegangen werden kann. Die gewiss wertvollen Ergebnisse des Gewitterbeobachtungsdienstes in Frankreich haben leider noch keine zusammenfassende Bearbeitung gefunden.

R. Assmann, Die Gewitter in Mitteldeutschland. Halle 1885. L. Häpke, Beiträge zur Physiographie der Gewitter. Bremen 1881. Hegyfoky, Gewitter in Ungarn. Bericht darüber Met. Z. XXV. 1890. Litteraturbericht S. 49. L. Sohncke, Gewitterstudien auf Grund von Ballonfahrten. Abhandlungen der königlich bayerischen Akademie II. Kl. Bd. XVIII. 1894. Davis und Ward, Foreign Studies of Thunderstorms. American Met. Journal. Vol. II u. s. w.

---

[1]) R. Assmann, Zur Mechanik des Gewitters und der Gewittersturm vom 7. August 1898 bei Köln a. Rh. „Das Wetter." 1898. S. 193. Im Süden und Südosten war es sehr heiss, 2 h Temperatur 30—36°. Auf der Westseite aber, in der über der Nordsee lagernden Hauptdepression, bei nördlichen Winden und bedecktem Himmel, war es kühl. Helder 16°. Dieser Temperaturgegensatz spielt beim Zustandekommen der Böe (wie auch bei den Tromben und Tornados, s. später) eine wesentliche Rolle.

Hagelwetter.

Definition des Hagels Unter Hagel versteht man Eiskorper von der Grosse von Erbsen bis zu jener von Orangen und daruber, die aus den Wolken herabfallen Die Form dieser Eiskorper, des Hagels oder der Schlossen, ist ausserordentlich mannigfaltig Es kommen die sonderbarsten Gebilde vor Die gewohnlichste Form der Eisstucke ist aber die kugelformige, oder eiformige, weshalb man kurz nur von Hagelkornern spricht Daneben kommen noch sehr haufig kegelformige Eiskorper vor, deren Basis abgerundet, konvex ist, eine Art Kugelpyramiden, als wenn der Hagel durch das Zerspringen einer Eiskugel entstanden ware Ausserdem fallen auch linsen- oder plattenformige Eisgebilde oder ganz unregelmassige Stucke Eis Das merkwurdigste sind ganz schon ausgebildete hexagonale Krystalle, die zuweilen auf grossen Hagelkornern aufgewachsen erscheinen, zuweilen sind die letzteren nur von verworrenen unregelmassigen Krystallen uberkrustet [1])

Die Struktur der Hagelkorner ist in den meisten Fallen folgende: Um einen truben, opaken Kern, der an ein Graupelkorn erinnert, lagern sich mehr oder weniger wie Zwiebelschalen durchsichtige Eishullen, die aber auch, vielfach von Luftblasen durchzogen, teilweise weisslich erscheinen Es scheint sonach, wie Trabert hervorhebt [2]), dass man es bei einem vollstandig entwickelten Hagelstein mit drei verschiedenen Eisarten zu thun hat· dem schneeigen Kern, den konzentrischen Eishullen und endlich den peripherischen klaren, zuweilen krystallinischen Eisansatzen, zu deren Bildung es allerdings in sehr vielen Fallen gar nicht mehr kommt (Man vergleiche die Photographien der Hagelkorner, die am 3 August 1879 gefallen und diesem Buche beigegeben sind) Diese Struktur der Hagelkorner enthalt die wertvollsten Hinweise auf deren wahrscheinliche Entstehung, auf die Prozesse, welche bei der Hagelbildung thatig sind

Man unterscheidet vielfach „Riesel“, kugelige Eiskorner von Erbsengrosse, Hagel, grossere Eisstucke, und Schlossen, die grossen Hagelkorner von Nussgrosse und daruber.

Prestel hat vorgeschlagen, die grossen Hagelkorner nach folgenden Kategorien zu unterscheiden [3])

A Schlossen von sphärischer Form, und zwar a mit klarem durchsichtigen Eis und kleinmuscheligem Bruch, b mit konzentrischer schaliger Absonderung abwechselnd heller und truber Schichten, c mit radialstrahligen Luftblasen, d mit radialer Absonderung, e mit weissem durchsichtigem Eise mit Luftschichten und Spiegelflächen, f von krummflächigen, regelmässigen Formen

B Schlossen von prismatischer Form Sie zeigen unvollkommene Blätterdurchgange oder auch muscheligen Bruch Es sind schiefe vierseitige Ecksaulen, gleichformig weiss wie Quarz

C Schlossen von krystallinischer Form

D Bruchstucke sphärischer Hagelkorner

E Aggregate, entstanden durch Regelation, dabei sind zu unterscheiden Konglutinate und Konglomerate

E Unregelmässige Bruchstucke

Prestel ist dabei von der spharischen Gestalt des Hagels als Grundform ausgegangen, wahrend O Reynolds die Kugelform mit abgerundeter Basis (Kugelsektor) als die normale Form ansieht

Die Grosse der Hagelkorner ist sehr verschieden. Es kommen alle Grossen vor, von Erbsengrosse bis zur Grosse von Orangen oder selbst von Melonen, oder von Eisplatten oder Klotzen von ahnlichem Gewicht. Da die Eiskorper beim Fallen schon, namentlich aber am Boden, leicht zusammenbacken oder agglutinieren,

---

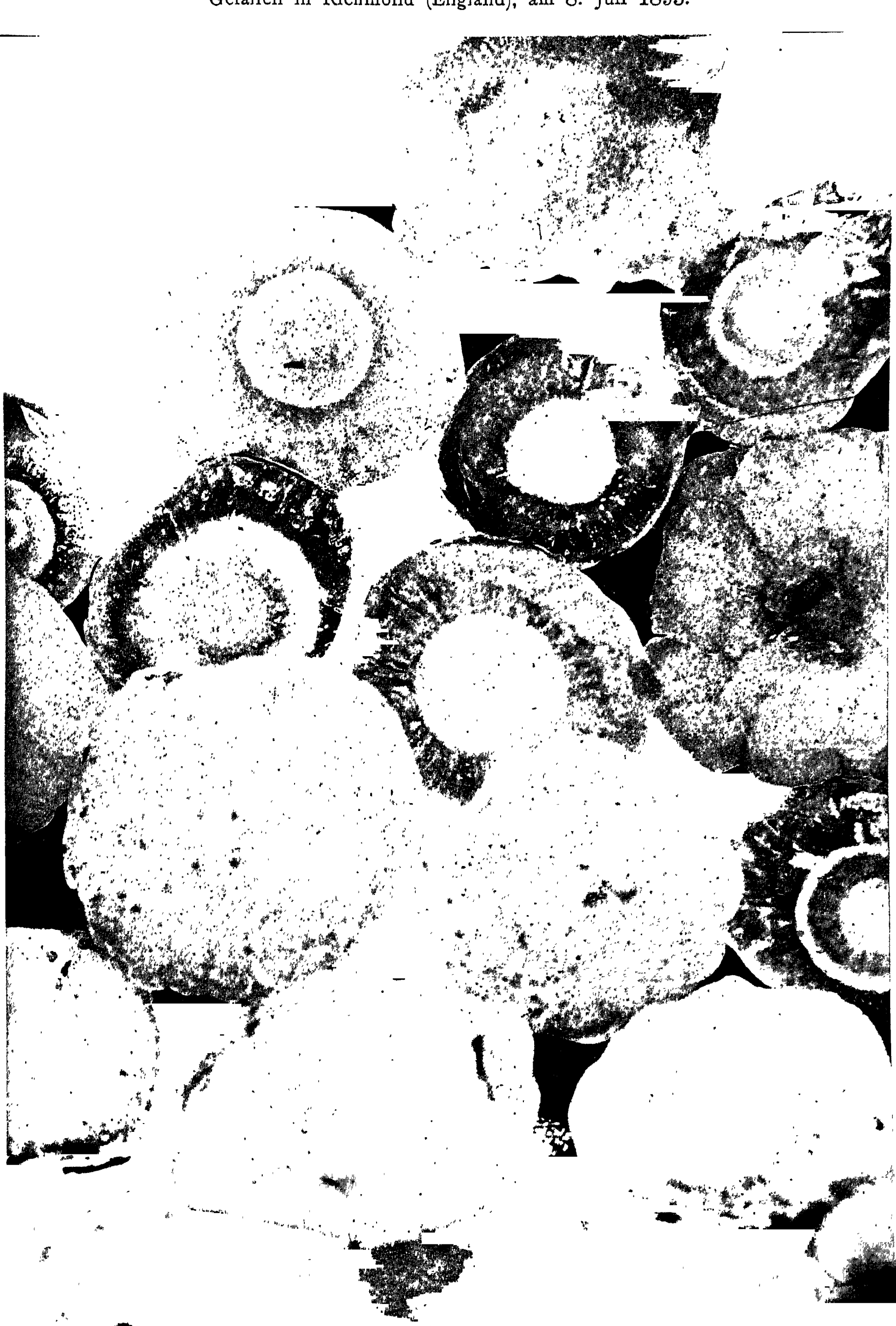
[1]) Die schonsten Abbildungen solcher Hagelkorner finden sich in H Abich, Über krystallinischen Hagel im unteren Kaukasus Wien 1879 S auch Met Z 1898 Tafel I Über Hagelformen s Met Z 1888 S 445

[2]) Trabert, Die Bildung des Hagels Met Z 1899 S 433, wo auch recht vollständige Litteraturnachweise zu finden sind

[3]) Prestel, Zur Naturgeschichte des Hagels Zeitschrift f Met B XII 1877 S 87

Hagelkörner
(natürliche Grösse).

Gefallen in Richmond (England), am 8. Juli 1893.



Hann, Lehrbuch d Meteorologie. Verlag von Chr. Herm. Tauchnitz, Leipzig.

(Nach einer Photographie von H. I. Metcalfe, High Row, Richmond, York).



Hagelkörner
(natürliche Grösse).

Gefallen in Richmond (England), am 8. Juli 1893.



(Nach einer Photographie von H. I. Metcalfe, High Row, Richmond, York).

so sind Berichte über gefallene Eismassen nicht selten, welche die Grenze der Wahrscheinlichkeit weit übersteigen. Es sind deshalb die Angaben über die grössten Hagelstücke nur mit Kritik aufzunehmen.

Die gewöhnliche Grösse der Hagelkörner bei unseren Hagelfällen in Mitteleuropa übertrifft nicht häufig die Grösse von Haselnüssen, unter welchen Körner von 2—3 cm Durchmesser oder bis zur Grösse von welschen Nüssen vorkommen mögen. Bei besonders heftigen Hagelfällen wird die Grösse von Taubeneiern oder selbst Hühnereiern erreicht. Bei dem Hagelfall zu Richmond am 3. August 1879 erreichte der Durchmesser der Hagelkörner 47 mm, was, Kugelform vorausgesetzt, einem Gewichte von 53 Gramm entspricht. Bei dem Hagelfall vom 2. Juli 1898 im Dep. de l'Ain fielen Hagelsteine von 500—800 Gramm Gewicht, einzelne hatten 14 cm Durchmesser, viele 8—10 cm.[1]) Bei den Hagelfällen Anfang Juli 1897 in Kärnten und Steiermark fielen Hagelstücke bis zu 15 cm und von der Grösse von Kugeln zum Kegelschieben, die gewogen 1 kg und darüber an Gewicht ergaben.[2])

Eliot[3]) fasst die Berichte über die Grösse der Hagelkörner in Indien zusammen, indem er bemerkt, dass in 27 Proz. von rund 600 Fällen dieselben nicht grösser als Erbsen waren, in 51 Proz. der Fälle zwischen Erbsen und Citronengrösse, und in 22 Proz. Fällen grösser als Citronen waren; die Häufigkeit mässigen Hagels zu starkem Hagel steht ungefähr im Verhältnis von 11 zu 5.

Nach Buist sind die mittleren Maxima der Hagelkörner in Indien 20 – 25 cm Umfang und 60—125 Gramm Gewicht, die grössten 25—33 cm Umfang und 280—560 Gramm Gewicht. Aber Gewichte von 400—800 Gramm werden öfter erwähnt.

Die Temperatur der Hagelkörner unmittelbar nach ihrem Fall ist zuweilen erheblich unter Nullgrad, und kann —5 bis —15 betragen. Boussingault hat selbst —13° gefunden.

Hagelzüge. Prohaska findet die Breite der Hagelbahnen in Steiermark und Kärnten zumeist zwischen 8—10 km. Die Häufigkeit der Fälle (1897—1899, 3 Jahre) von Hagelbahnen[4]) bestimmter Breite (nur aus Hagelzügen von mindestens 20 km Länge abgeleitet) betrug:

Breite	1—4	5—7	8—10	11—13	14—16 km	darüber
Zahl der Fälle	1	17.8	**24.9**	3.5	5.0	1

Die mittlere Geschwindigkeit betrug 40 km pro Stunde.

Die Geschwindigkeit des Fortschreitens der Hagelwetter entspricht durchschnittlich jener der raschen Gewitterzüge.

Die Richtung des Fortschreitens wird durch allgemeine Ursachen bestimmt und erscheint durch die Bodengestaltung wenig oder gar nicht beeinflusst. Damit soll aber nicht gesagt sein, dass nicht letztere die Intensität beeinflussen kann. Derselbe Hagelwetterzug aus der gleichen Richtung lässt an dem einen Orte wenig, an dem anderen starken Hagel fallen. Aber die Feststellung der Hagelzüge in der Schweiz (durch H. Mantel und Cl. Hess) wie in den österreichischen Alpen (K. Prohaska) hat ergeben, dass ein Hagelwetter, das sich in einer bestimmten Richtung (dabei meist der oberen Luftdruckverteilung folgend) in Bewegung gesetzt

---

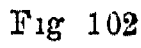
[1]) Ciel et Terre. Année 19. 1898. pag. 227, auch 250 etc.

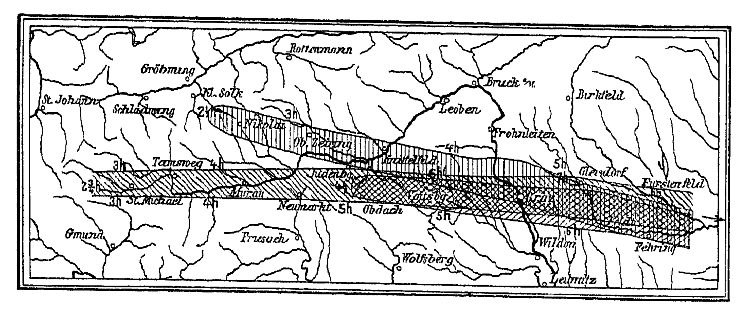
[2]) Prohaska, Met. Z. 1898. S. 29, mit Tafel: Abbildungen der gefallenen Schlossen.

[3]) Eliot, Hailstorms in India. Ind. Met. Memoirs. Vol VI. P. IV. Calcutta 1899.

[4]) Am 23. September 1898 wurde eine nur 3 km breite und 15 km lange Hagelbahn beobachtet.
Die Richtung des Zuges der Hagelwetter war aus: N 7, S 3, SW 19, W 31, NW **26** mal (Summe 86).

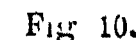
hat, dieselbe beibehält, ohne Rücksicht darauf, ob Gebirgszüge und Thalrichtungen mit denselben übereinstimmen oder nicht. Mehrere Hagelzüge des gleichen Tages verfolgen meist die gleiche Richtung oder sind parallel und geradlinig angeordnet, so dass zuweilen auch der eine Hagelzug als die spätere Fortsetzung eines früheren erscheint. Gebirgsketten von 2000 m Kammhöhe und darüber werden ohne Änderung der Zugrichtung überschritten. Vorausgegangene Hagelwetter mit starker Abkühlung, welche die Erdoberfläche mit Eis bedeckt hinterlassen haben, verhindern nicht, dass ein zweites und drittes Hagelwetter den gleichen Weg einschlägt.

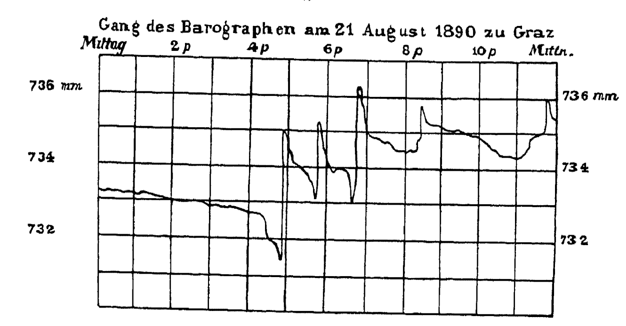

Fig. 102.



Hagelzüge am 21. August 1890 nachmittags in Steiermark. (Nach K. Prohaska.)

Besonders bemerkenswert sind in dieser Beziehung die Hagelzüge vom 21. August 1890, die K. Prohaska beschrieben hat (Fig. 102). Eine 70 km lange Strecke, die über Graz bis zur ungarischen Grenze geht, liegt in der Bahn aller drei Hagelwetter (5 h, 6 und 7 h Abends) und die Eismassen, die der erste Hagelsturm zurückliess, bildeten kein Hindernis für den zweiten. Die kolossalen mit Eis bedeckten Flächen, die nach dem zweiten Hagelzuge zwischen dem Koflacher Becken und dem Schemmerl vorhanden waren, konnten nicht verhindern, dass der aus dem Lungau herabkommende dritte Hagelzug seinen Weg über dieselbe Gegend nahm [1].


Fig. 103.



Höchst bezeichnend ist der gleichzeitige Gang des Barometers, den Fig. 103 darstellt. Jedem der drei Hagelwetter entspricht eine Druckstufe von mehreren Millimetern.

Dasselbe war der Fall bei den Hagelwettern Anfang Juli 1897, die wiederholt über die schon stark abgekühlten Landesteile zogen und die noch wärmeren bei Seite liessen (Met. Z. 1898. S. 31.). S. a. D. Colladon in den Archives des Sciences. Juillet 1879. T. II, mit Karte.

Gewitter als Begleiterscheinung der Hagelfälle. Der Hagel fällt fast ausnahmslos bei Gewittern, das wird überall hervorgehoben. Doch sind die elektrischen Entladungen meist von eigentümlichem Charakter. Die Blitze sind ausserst zahlreich, ja fast unaufhörlich, der Donner dagegen schwach, ein gleich-

[1]) In Graz bildete der Hagel eine zusammenhängende feste Eisdecke, über welche man hinwegschreiten konnte, über den Eisflächen lagerte eine weisse Dampfwolke, Gärten und Strassen schienen in Rauch gehüllt. Beim zweiten Hagelwetter fielen örtlich eigrosse und faustgrosse Eisklumpen, beim dritten um 7 h wallnuss- bis hühnereigrosse Schlossen. Der erste Zug hatte mindestens eine Länge von 172 km bei 11—14 km Breite, der zweite 110 km bei 10—12 km, der dritte 201 km bei 12 km Breite. Ein Einfluss der Gebirgszüge war durchaus nicht zu erkennen, die Züge gingen geradlinig über 2000—2400 m hohe Bergzüge.

mässiges Rollen mit geringen Modulationen. Die Entladungen scheinen nur zwischen den Wolken vor sich zu gehen und von geringer Intensität zu sein. Die Hagelkörner sollen auch zuweilen mit einer starken elektrischen Ladung auf der Erde ankommen, man hat sie auch schwach leuchten gesehen.[1])

Colladon hebt bei dem Hagelfall am 7./8. Juli 1875 zu Genf besonders hervor die ausserordentlich zahlreichen elektrischen Entladungen, 2—3 in der Sekunde oder 8—10 Tausend in der Stunde. Der Donner wurde selten gehört. Die elektrische Phosphorescenz der Hagelkörner war bemerkenswert, der Ozongeruch auffallend stark (Nature Sept. 16, 1875). Forel bemerkt über den Hagelfall vom 2. Juni 1897 zu Morges, der in 10 Minuten 34.5 mm Wasser lieferte: Die elektrischen Entladungen waren enorm, mehr als 1 pro Sekunde, ohne Donner, dagegen gab es vor und nach dem Hagelfall starken Donner. Dasselbe war der Fall bei der Cyklone vom 19. August 1890 im Thal de Joux. Archives des sciences. IV. Ser. T. IV. S. 390.

In den meisten Fällen fällt beim Ausbruch des Gewitters der Hagel zuerst und der Regen folgt nach, doch wiederholen sich auch die Hagelfälle bei demselben Gewitter, und die Hagelkörner haben dann auch oft eine verschiedene Form.

Wenngleich der Hagel zugleich mit dem Gewitter auftritt, so begleitet er dasselbe doch durchaus nicht immer auf seinem ganzen Wege und hat auch zumeist eine viel kleinere Breitenerstreckung als das Gewitter selbst. Es ist bekannt, dass der Hagel zumeist in schmalen Streifen fällt, die dem Gewitterzuge parallel verlaufen, aber viel schmäler sind als dieser. Zuweilen begleiten zwei oder selbst mehrere schmale Hagelstreifen dasselbe Gewitter. Ersteres war der Fall bei dem oft zitierten furchtbaren, verbreiteten Hagelwetter, das am 13. Juli 1788 Frankreich und Holland durchzog. Die beiden Hagelstreifen hatten eine Breite von 9—18 km und waren etwa 22 km von einander entfernt.[2]) Die Hagelfälle sind nur lokale Erscheinungen innerhalb eines Gewitterzuges.

Häufigkeit der Hagelwetter bei Gewittern. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Gewitter von Hagel begleitet wird, ist (in Mitteleuropa) im Winter am grössten, kleiner im Sommer, am kleinsten im Herbst. Allerdings ist der Hagel, der im Winter fällt, meist nur kleinkörnig, aber es kommt bei warmem Südwestwetter und feuchter milder Luft auch im Winter gelegentlich schwerer Hagel vor.

Dass die Gewitter im Winter relativ häufiger von Hagel begleitet sind, rührt daher, dass der im Gewitter gebildete Hagel wegen der niedrigeren Temperatur und der geringen Höhe der Gewitterwolken nicht schmilzt, bevor er den Boden erreicht. Es darf wohl angenommen werden, dass sich im Schosse eines jeden Gewitters Hagel bildet, der aber im Sommer zumeist wieder schmilzt, bevor er die Erde erreicht.

In Bayern war 1880—1888 die mittlere Zahl der Gewittertage 128, die der Hageltage 61.5. Das Verhältnis zwischen der Anzahl der Gewittermeldungen und der Hagelmeldungen zeigt eine ausgesprochene jährliche Periode. Die Verhältniszahlen der Gewitter- zu den Hagelmeldungen waren in Bayern (1880—1888):

Verhältniszahl der Meldungen (Gewitter : Hagel).

Januar	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
4.0	4.9	7.3	12.0	10.8*	18.1	21.6	**26.0**	22.0	7.7	3.0*	6.2

Vom Juli bis September kommt nur auf 23 Gewittermeldungen eine Hagelmeldung. Die Zahl der Gewitter wächst im Sommer viel rascher als jene der dieselben begleitenden Hagelfälle.

Die Anzahl der Hagelschlagsmeldungen für einen Tag mit Hagelfall in Bayern erreicht ein Maximum im Mai mit 6.7, ein Minimum im Februar mit 0.5 (Juni, Juli 5.1, August 3.6, September 2.6). Die Wahrscheinlichkeit eines Hageltages (irgendwo in Bayern) erreicht aber das Maximum im Juli mit 0.45, für einen Gewittertag ist die Wahrscheinlichkeit 0.79 (Beobachtungen der meteorologischen Stationen in Bayern. B. X. 1888).

Für die Südseite der Ostalpen fand K. Prohaska, dass auf 1000 Gewittermeldungen an Hagelmeldungen entfallen im

---

[1]) D. Colladon, Mouvements remarquables qui succèdent quelquesfois à la chute des grains de Grêle ou de Gresil. Archives des Sciences. Genève. X. 1883, und Compt. rend. T. 81. pag. 104.

[2]) Arago in Pogg. Ann. 13. S. 348. Den Bericht über dieses Hagelwetter lieferten Leroi, Buache und Tessier in den Mémoires de l'Acad. de Sciences 1790. pag. 263.

	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Sept	Okt	Nov
Hagel : Gewittern	68	126	104	66	29	65	73	24	41

Das Maximum haben Frühling und Herbst, das Minimum der Juli. Wenngleich Graupelfälle dabei zuweilen als Hagel mitgezählt worden sein dürften, bleibt das Resultat im allgemeinen bestehen.

Eine auf nur zweijährigen Beobachtungen beruhende Statistik für Italien (1880/1881) ergiebt folgende Verhältniszahlen (Gewitter : Hagel): Winter 3.0, Frühling 4.3, Sommer 6.0, Herbst 8.8. — In Sachsen kommen im Mai und Juni auf je 4 Gewitter ein Hagelfall, im August und September aber erst auf 16—17 Gewitter, in Russland auf Mai und Juni 1 Hagelfall auf je 12, im Juli und August auf je 22 Gewitter.

Das Hinaufrücken der isothermen Fläche von 0° vom Winter zum Spätsommer spielt wohl dabei die Hauptrolle.

Fritz (Gaea XIII. 1877. S. 95) hebt mit Recht hervor, dass, sowie vom Polarkreis zu den Tropen die Graupel in Hagel (mittlere Breiten) und dieser in Regen übergehen, so bei uns vom Winter zum Frühling und Frühsommer die Graupel erst in Hagel und dann im Sommer und Herbst vielfach in grosstropfigen Regen sich verwandeln.

Wetterlage bei Hagelwettern. Die meteorologischen Verhältnisse und die allgemeine Wetterlage, welche den Hagelwettern vorausgehen und selbe begleiten, sind die gleichen wie für die Gewitter. Gleichmässig verteilter, dem mittleren naher Luftdruck ist auch bei den Hagelwettern am häufigsten, wie Klossowsky spezieller gezeigt hat.

Häufigkeit der Hagelfälle bei verschiedenem Luftdruck im Meeresniveau.

Luftdruck	740—745	745—750	750—755	755—760	760—765
Hagel (Proz.)	0.6	4.6	35.5	48.0	11.2

Auch in Bezug auf den Oktanten der Barometerdepressionen, in welchem die Hagelwetter am häufigsten vorkommen, stimmen sie mit den Gewittern überein, wie ebenfalls Klossowsky für Russland gezeigt hat [1]).

Häufigkeit von Hagelfällen in den Oktanten einer Barometerdepression in Russland.

Oktant	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
Hagelfälle (Proz.)	0	9	6	47	16	16	2	4

Fast die Hälfte aller Hagelfälle ereignen sich im südöstlichen Quadranten einer Barometerdepression.

Für die Hagelwetter, die in der kühlen Jahreszeit in Nordindien im Gefolge von Barometerdepressionen fallen, hat Eliot desgleichen deren relative Häufigkeit in den Quadranten derselben aufgesucht. Es ergab sich im Mittel die Häufigkeit der Hagelfälle in Prozent: im N-Quadranten 39, E-Quadranten 47, S-Quadranten 11, W-Quadranten 3 Proz. Somit fällt fast aller Hagel hier im nördlichen und östlichen Teile einer Barometerdepression. Auch die Wolken- und Regenbildung ist in diesen Quadranten am stärksten. Zur richtigen Würdigung dieser Erscheinung ist zu beachten, dass die SE- und S-Winde hier von der Bai von Bengalen kommen. Die Hagelstürme selbst ziehen aus SW und W.

Die Hagelwetter der heissen Zeit treten unter ganz analogen Witterungsverhältnissen auf wie bei uns die sogenannten „Wärmegewitter" des Sommers. Nach einer Periode grosser Hitze fällt das Barometer etwas. Es folgen 2—3 Tage mit leicht gestörtem Wetter. Reihen von Gewitterzugen und Staubstürmen treten dann zwischen 3h und 8h p.m. täglich auf in jenen Gegenden, wo die Luftdruckabweichung am grössten ist. Diese Stürme kühlen die Luft mehr oder weniger stark ab, je nachdem mehr oder weniger Regen gefallen. Der Luftdruck steigt wieder und das normale schöne Wetter der heissen Zeit ist wieder hergestellt.

In Assam und Cachar scheint das Aufsteigen des feuchten Seewindes oft die Ursache des Hagelwetters zu sein, in Bengalen die trockenen Westwinde, die gegen den feuchten Seewind wehen und ihn aufwärts drängen. In Simla geht dem Hagel meist starker SE-Wind voraus. Über den Schneeketten im Norden bilden sich um 9—10h a. Cumuli, die sich zu Gewittern entwickeln, die dann von NW her über die Ebenen ziehen, dem Unterwind entgegen.

Die jährliche und die tägliche Periode des Hagelfalles. Dieselbe schliesst sich in Mitteleuropa, von wo nur allein genügende Daten vorliegen, sehr nahe dem jährlichen und täglichen Gange der Gewitter an, ist aber viel stärker

[1]) Es mag hier auch erwähnt werden die Abhandlung von Vesselowsky, Memoire sur la grêle en Russie. Correspondence Mét. Annee 1855.

ausgesprochen, d. i. der Unterschied zwischen dem Maximum und Minimum ist grösser.

a. Jährliche Periode. Im jährlichen Gange besteht aber noch ein anderer Unterschied. Der Frühsommer hat relativ zur Gewitterfrequenz eine erheblich grössere Hagelhäufigkeit, im Herbst tritt selbe hingegen sehr zurück. Auf den Mai fällt ein sekundäres, ja örtlich sogar das primäre Maximum. Der Winter hat relativ weniger Hagel als Gewitter.

Relative Häufigkeit der Gewitter und Hagelfälle (Proz.).

	April	Mai	Juni	Juli	August	September	Okt. b. März	Summe
			I. Bayern 1880—1888 (Meldungen).					
Gewitter	5	15	25	32	15	6	2	5152
Hagel	7	24	23	25	10	5	6	304
			II. Sachsen 1886—1895 (mittlere Zahl der Tage).					
Gewitter	12	19	17	19	17	8	8	86
Hagel	11	25	19	22	16	4	3	36
			Niederland 1887—1891.					
Gewitter	6	16	16	16	14	9	23	—
Hagel	6	18	14	15	13	8	26	—

Die Häufigkeit der Hagelfälle im Mai tritt in Bayern und Sachsen sehr auffallend hervor. In Bayern fällt auch bei Berechnung für kürzere Perioden das Hauptmaximum der Hagelhäufigkeit auf das Ende des Frühjahrs, im Juni nimmt die Hagelhäufigkeit wieder ab und erreicht im Juli ein zweites Maximum.[1])

In den Alpen tritt das Maimaximum nicht auf, es sind ja auch, wie schon früher hervorgehoben wurde, wegen der niedrigen Temperatur im Frühjahre die Gewitter um diese Zeit noch selten. Aber auch hier hat das Frühjahr mehr Hagel als der Herbst; das Sommermaximum ist sehr entschieden.

Relative Häufigkeit der Gewitter und Hagelfälle in Steiermark, Kärnten und Krain. 9 Jahre.

	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Maximum	Mai	September	Summe
Gewitter	0	16	75	9	29. Juli	12	6	86313
Hagel	0	21	73	6	28. Juli	15	4	6373

Bei Berechnung der Hagelfrequenz für kürzere Zeiträume als den Monat würden wohl auch hier zwei Maxima sich ergeben, wie dies Prettner für Kärnten nachgewiesen hat. Das erste Maximum tritt in der vierten Juniwoche, das zweite in der dritten Juliwoche ein. Dasselbe habe ich für die Hagelfälle im Rhône-Departement gezeigt (erstes Maximum erste Dekade des Juni, zweites Maximum erste Dekade des August, Mai doppelt so viel Hagelfälle als September).[2])

Die Hagelfrequenz hat demnach in Mitteleuropa wie die Gewitterfrequenz zwei

---

1) F. Horn, Beobachtungen über Gewitter und Hagelschläge in Bayern 1880—1888. Meteorologische Beobachtungen in Bayern. B. X. 1888. — Lindemann, Gewitter- und Hagelforschungen 1886—1895. Sächs. Met. Jahrbuch 1897. — Kon. Ned. Met. Instituut. Onweders in Nederland 1891. Deel XII. 1892.

2) Zeitschrift f. Met. B. VIII. 1873. S. 164 u. 172, und B. XVIII. S. 439. Hellmann hat aus Bühlers Hagelstatistik für Württemberg 1828—1887 gleichfalls zwei Maxima gefunden: 20. bis 24. Juni und einen Monat später: 15. bis 29. Juli. Met. Z. 1891. S. 78. Legt man der Berechnung der jährlichen Periode die gemeldeten Hagelschäden zu Grunde, so tritt das Frühjahrsmaximum zurück, weil die Schäden an Feld- und Baumfrüchten im Spätsommer grösser sind als im Spätfrühling.

Maxima. Der Kälterückfall, der dem ersten Maximum folgt oder dasselbe erzeugt hat, bedingt eine zeitweilige Abnahme der Gewitter und Hagelfälle.

Ebenso wie in Mitteleuropa wird auch anderswo die Hagelhäufigkeit mit der Häufigkeit der Gewitter in der jährlichen Periode ziemlich übereinstimmen. Wo die Gewitter im Winterhalbjahr am häufigsten auftreten, wie in Südeuropa, und der Sommer trocken ist, wird auch der Hagel zumeist im Winterhalbjahr fallen. Dies ist in der That z. B. in Algerien der Fall. Die mittlere Zahl der Hageltage (10 Jahre) in den Provinzen Algier, Oran, Constantine (31 Stationen) ist:

Jan	Feb	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug	Sept	Okt	Nov	Dez	Jahr
0.49	0.53	**1.08**	0.66	0.21	0.13	0.05	0.02	0.08	0.15	0.22	0.38	4.13

Auf das Winterhalbjahr entfallen 70 Proz. der Hagelfälle.

Für die Vereinigten Staaten von Nordamerika habe ich folgende Mittelwerte abgeleitet:

Jährliche Periode der Hagelfälle in den Vereinigten Staaten 1893—1897.

Jan	Febr	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Sept	Okt	Nov	Dez
				Mittlere Staaten der Union (12)							
8	13	73	**196**	179	**200**	124	102	60	29	10	6*
				Plateaus des Felsengebirges (8)							
8	14	42	106	156	**200**	156	145	84	71	14	4
				Golfstaaten (6)							
42	83	178	**206**	185	111	50	38	20*	24	33	30
				Ganze Union (50 Staaten)							
14	29	86	169	**174**	165	114	94	78	43	22	12*

Auch hier tritt wie in Europa das Maximum im Frühling und Frühsommer auf [1].

Von grossem allgemeinen Interesse ist der jährliche Gang der Hagelfälle in Indien.

In dem grösseren Teil des aussertropischen Indiens, in Kaschmir, Rajputana, Zentral-Indien, Nordwestprovinzen, Zentralprovinzen, Berar und Ober-Burma, fällt der Hagel zumeist während der kalten Jahreszeit, Dezember bis März, bei dem gelegentlichen Vorübergang von Barometerdepressionen, die aus Persien und Beludschistan herüberkommen und die sogenannten Winterregen bringen. In Bengalen, Bombay (Dekkan hauptsächlich), im nördlichen Teil von Madras und in Assam fällt der Hagel zur heissesten Zeit, März bis Mai, bei Gelegenheit von Gewitterstürmen, die unseren Sommer-(Wärme-)Gewittern entsprechen. Es sind dies Gegenden, die vom Meere her grössere Luftfeuchtigkeit erhalten.

Jährliche Periode der Hagelfälle in Indien (1883—1896), Prozent.

Jan	Febr	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug	Sept	Okt	Nov	Dez
11	14	**29**	24	9	3	1	0*	1	0	1	7

Dies ist die durchschnittliche Jahresperiode in allen Landesteilen. In den erstgenannten Provinzen aber entfallen 87 Proz. der Hagelfälle auf Dezember bis März, 46 Proz. auf Januar und Februar allein, auf März 27 Proz. In Bengalen, Bombay, Madras, Assam aber kommen 69 Proz. der Hagelfälle auf März und April und 82 Proz. auf März bis Mai, dagegen nur 11 Proz. auf Dezember bis Februar. Die Regenzeit des SW-Monsuns ist überall fast völlig frei von Hagelfällen.

Ganz dieselbe jährliche Verteilung zeigen die heftigen Hagelfälle zwischen 1817 und 1855, über welche Dr. Buist die Berichte gesammelt hat. Auf März und April kommen 51 Proz., auf Februar bis Mai 80 Proz., von der Regenzeit, Juni bis Oktober, liegen nur 11 Berichte vor (9 Proz.), dabei keiner vom August [2].

A. v. Danckelman hat die in den Bordjournalen aufgezeichneten Hagelfälle im Indischen Ozean zwischen 36 und 50° südl. Br. und 20—120° östl. L. gesammelt. Es entfallen in Prozenten der Beobachtungstage auf den Winter 1.6, Frühling 1.3, Sommer 0.4, Herbst 0.9 Proz. Die Gewitter und die Regenzeit haben die gleiche Periode [3].

b. Von der täglichen Periode der Häufigkeit der Hagelfälle mögen nachstehende Beispiele eine genügende Vorstellung geben.

Überall fällt mehr als $^1/_4$ der Hagelfälle von 2—4^h nachmittags und von 2—6^h mehr als die Hälfte, auf die 4 Stunden 2—6^h morgens dagegen kommen nur $2^1/_2$ Proz. Gegenüber der Gewitterperiode ist der Unterschied zwischen Maxi-

[1] Nach Monthly Weather Review, 1898 pag. 517. Cl. Abbe, Average frequency of Days of Hail. Die ersten drei Reihen habe ich direkt aus den Summen der Hageltage gerechnet, die letzte ist aus den von Cl. Abbe mit Rücksicht auf den Flächeninhalt der Staaten auf eine Normalfläche reduzierten Zahlen abgeleitet.

[2] J. Eliot, Hailstorms in India. Indian Met. Memoirs. Vol. VI. Part IV. Calcutta 1899, und Dr. Buist in Report British Association 1855.

[3] Danckelman, Archiv der Deutschen Seewarte. III. 1880. Nr. 2. S. 32.

mum und Minimum erheblich grösser. In Sachsen kommen nur 9 Proz. der Hagelfälle auf den Vormittag (91 auf den Nachmittag), in Bayern 11 Proz., in Steiermark etc. gleichfalls 11 Proz.; bei der Gewitterfrequenz entfällt ungefähr der doppelte Prozentsatz (20 Proz. ca.) auf den Vormittag.[1])

Tägliche Periode der Hagelfälle in Tausendteilen.

Mittn.—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mittg.	—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mittn.
					Niederland 1887—1891.						
19	20	17*	25	61	148	188	**215**	176	59	46	26
					Sachsen 1886—1895.						
14	3*	11	9	8	43	148	**321**	270	133	23	17
					Bayern 1880—1888.						
22	12	8	6*	10	56	152	**263**	241	142	59	29
					Steiermark, Kärnten, Oberkrain (9 Jahre).						
15	16	13	11*	15	42	152	**273**	260	134	48	21

Für Russland berechnete Klossowsky die folgende tägliche Periode der Hagelfälle, neben welcher die für Indien nach Eliot Platz finden mag.

Tägliche Periode der Hagelfälle in Prozent.

	Mittn.—3	3—6	6—9	9—Mittg.	Mittg.—3	3—6	6—9	9—Mittn.
Russland	1*	2	2	11	**34**	32	13	5
Indien a	3*	4	8	4	17	**36**	19	9
Indien b	0*	3	4	4	8	**57**	17	7

Indien: a Hagelfälle der kalten Jahreszeit, b Hagelfälle der heissen Zeit (März bis Mai).

In Indien tritt die grösste Häufigkeit der Hagelfälle etwas später ein als in Europa. Die Hagelfälle der heissen Zeit, die bei lokalen Gewittern fallen, beschränken sich streng auf den Nachmittag, 74 Proz. kommen auf 3^h—9^h abends, die Hagelfälle der kalten Jahreszeit, welche im Gefolge von grösseren Barometerdepressionen auftreten, verteilen sich gleichmässiger über den ganzen Tag.

Der Hagelfall ist demnach fast ausschliesslich auf die heissesten Tagesstunden und die ihnen zunächst folgenden Stunden beschränkt, ebenso wie er fast ausschliesslich den Sommermonaten zukommt. Es erweist sich dadurch als im höchsten Grade abhängig von einer raschen Wärmeabnahme mit der Höhe, einer Überwärmung der unteren Luftschichten und zugleich einem hohen Wasserdampfgehalt der Luft.

Die örtliche Verteilung der Hagelfälle. Hagelfälle kommen fast auf der ganzen Erde vor, von der Nähe des Äquators bis über den Polarkreis hinaus. Am häufigsten scheinen sie in den mittleren Breiten zu sein.

Die früher oft aufgestellte Behauptung, dass in den Tropen der Hagel äusserst selten ist, kann nicht mehr aufrecht erhalten werden. Selbst im Meeresniveau kommen Hagelfälle bis ganz nahe am Äquator, vielleicht auch noch am Äquator

[1]) Den Unterschied zwischen der täglichen Periode der Gewitter und jener der Hagelfälle mögen noch die folgenden Zahlen deutlicher darlegen:

	Mittn.—6 h	6—Mittg.	Mittg.—6 h	6—Mittn.	Maximum	Minimum	Differenz
				Bayern.			
Gewitter	8	9	55	28	11.0	0.7	10.3
Hagel	4	7	66	23	14.0	0.3	13.7
				Steiermark etc.			
Gewitter	10	9	52	29	10.5	1.1	9.4
Hagel	4	7	69	20	14.5	0.4	14.1

Die Hagelperiode ist also viel stärker ausgeprägt als die Gewitterperiode.

selbst vor Danckelman hat solche Falle zusammengetragen, sie wurden sich aber noch vermehren lassen [1])

Besonderes Interesse fur die Theorie hat die Konstatierung von wirklichen Hagelfallen (nicht bloss Graupel) auf offener See Wie namentlich Harries aus den Logbuchern von englischen Schiffen und Koppen von deutschen Schiffen nachgewiesen haben, kommt wirklicher (zuweilen selbst schwerer) Hagel uber dem Atlantischen und Grossen Ozean nicht gar so selten vor, und zwar bis nahe zum Aquator, am haufigsten in Breiten uber 35°. In den hoheren Breiten durften allerdings die meisten Hagelmeldungen sich bloss auf Graupelfalle beziehen, fur jene aus den Polargegenden kann man das, wenige Falle im Hochsommer ausgenommen, als sicher annehmen [2])

Die starksten Hagelwetter, was Grosse der Schlossen anbelangt, scheinen in subtropischen Breiten gelegentlich zu fallen, namentlich wo der Boden sich etwas uber das Meeresniveau erhebt In Oberindien, Mesopotamien, Kleinasien (namentlich Armenien), in Australien, in Natal, in den mittleren und sudlichen Vereinigten Staaten kommen gelegentlich furchtbare Hagelwetter vor Es hagelt nach Rholfs und Nachtigal auch in der Sahara, was nicht wunder nehmen darf, denn auch in Indien treten die heftigsten Hagelwetter in den trockensten und heissesten Distrikten Indiens auf, in Moradabad, Naini Tal, Delhi, Peshawar [3]) Sudlich von 16° nordl Br ist in Indien der Hagel selten.

Die Haufigkeit der Hagelfalle uber einem bestimmten Lande folgt im allgemeinen jener der Gewitter, ist aber viel beschrankter als diese Manche Gegenden werden viel haufiger von Hagelfallen heimgesucht als andere, oft ganz benachbarte Im allgemeinen scheinen die warmeren Teile eines Landes ofter von Hagel heimgesucht zu werden als die kalteren, die trockeneren mehr als die sehr regenreichen [4]), das einem Gebirge vorgelagerte Land mehr als die Gebirgsthaler

---

[1]) Fitzroy, Uber selbsterlebte Hagelfälle in der Nähe des Aquators „Institut" 1858 pag 372 — Schweinfurth, Hagelfall am Roten Meer bis Taubeneigrosse nahe am Wendekreise April Mit Abbildungen Zeitschrift der Gesellschaft für Erdkunde Berlin 1865 B 18 Temperatur vorher 31°, nachher 25°, aus NW

[2]) Harries, Frequency, size and distribution of hail at sea Quart Journ R Met Soc XXI 1895 pag 230 Derselbe Arctic hail and thunderstorms Ebenda XXII 1896 S 251 Koppen, Vorkommen des Hagels auf See Annalen der Hydrographie Juli 1896 — Kapt Blakiston sah etwa 500 km SSE von der Kapstadt am 14 Januar in 39° sudl Br Hagel bis zu der Grosse eines halben Ziegelsteines fallen, die Schiffssegel wurden durchlochert Sabine, Proc R Soc May 1860 und Phil Mag Aug 1860 S 168

Eine Beobachtung auf dem Schiffe „Florence", 29 Mai 1871, nur 16 km vom Aquator, in 29 4° E, mag hier angefuhrt werden „Um 8 h a fiel starker Regen, der gleich Eistropfen war" Lufttemperatur 26°, Temperatur des gesammelten Regenwassers 11°, die der Regentropfen also sicherlich viel niedriger Die Seltenheit des Hagels im Meeresniveau in niedrigen Breiten beruht zumeist darauf, dass der Hagel schmilzt, bevor er den Boden erreicht Maxwell Hall sagt von Jamaika „Obgleich der Hagel selten den Erdboden erreicht, hört man ihn doch in der Luft Das Geräusch ist ähnlich dem eines Eisenbahnzuges in einer Entfernung von etwa 1½ km "

[3]) Z B Belgaum, 22 Dezember 1884, 12 Personen getotet, 78 verletzt, 170 Rinder, 560 Schafe umgekommen Bhorstate, 5 Oktober 1893, Hagel liegt 4—6 Fuss tief, 6 Personen darunter begraben, 835 Stuck Vieh zu Tode gesteinigt Sind, 23 März 1896 8 h p, Hagel von Orangengrosse (Gewicht 30 tolahs), 12 Schafe, 1 Büffel, 2 Kühe, 1 Kalb getötet. Nordwestprovinzen, 10 März 1895, Grosse der Hagelkorner 4 chhitaks (Enteneier), 6 Personen erschlagen — Bei dem Hagelsturm vom 1 Mai 1888 wurden im Bezirke von Moradabad allein ca 250 Personen getötet, hauptsächlich durch den Hagel, im Bareilly-Distrikt 7 Mann vom Hagel erschlagen etc Der Steuereinnehmer von Moradabad berichtet, dass Menschen, welche im Freien ohne Schutz von dem Hagelwetter überrascht wurden, einfach durch den Hagel zu Tod gesteinigt wurden Viele mogen erfroren sein, da sie bei der sehr hohen Temperatur, die vorausging (32—38°), leicht gekleidet, vom Hagelsturm niedergeworfen und in Eis begraben wurden — Hagelsturm in Missouri, 5 September 1898 Monthly Weather Review 1898 S 409, mit Abbildung und Karte Der Hagel lag noch nach 4 Wochen auch an ungeschutzten Stellen

[4]) Vergl die Hagel- und Regenkarte von Kärnten von J Prettner in „Klima von Kärnten" Klagenfurt 1872, und Zeitschrift f Met VIII 1873 S 161

Der Einfluss der Wälder auf die Verteilung der Hagelschläge ist ebenso oft behauptet als bestritten worden. Soweit die Hagelstatistik mit der Schadenstatistik verwechselt wird, ist die Differenz der Ansichten leicht begreiflich. Aber auch die meteorologischen Stationen haben bisher keine Entscheidung darüber gebracht. Im allgemeinen kann man behaupten, dass der Einfluss der Wälder auf die Entstehung und die Verbreitung der Hagelzüge kein bemerkenswerter sein kann. Aus der wohl feststehenden Thatsache, dass trockene, sich stärker erwärmende Landesteile die Bildung schwerer Hagelwetter begünstigen, möchte man allerdings das Gegenteil annehmen. Man will in der That auch öfter bemerkt haben, dass die Hagelwetter über den grösseren Waldkomplexen nur Riesel (kleine Schlossen) und wässerigen Hagel fallen lassen (entsprechend einem schwächeren aufsteigenden Luftstrom). Eine beachtenswerte Erscheinung ist die Häufigkeit schwerer Hagelwetter auf der Leeseite der Gewitterzüge (oder Wetterzüge überhaupt) einer Gebirgskette. Sie drängt sich auf, wenn man die Häufigkeit der Hagelwetter auf der Südseite der Alpenzüge vergleicht mit jener der entfernteren Niederung und mit jener auf der Nordseite. Die Häufigkeit und Intensität der Hagelwetter in Südsteiermark und namentlich auf der lombardischen Ebene ist sehr auffallend. So sind die Relativzahlen der Hagelfrequenz nach Ferrari: Lombardei und Venetien 9.7, Piemont, Ligurien 4.6, Emilia und die Marken 4.1, Toscana 2.7, Küsten der Adria und des Mittelmeeres[1]) 2.4.

Es ist nicht unwahrscheinlich, dass auf der Leeseite der Gebirge es öfter vorkommen mag, dass in der Höhe kühlere Luftströmungen eintreten und die wärmeren Luftmassen unten im Windschutz des Gebirges überwehen, so dass es zu plötzlichen Störungen des vertikalen Gleichgewichtes und zum raschen Emporsteigen überwärmter Luft zu sehr grossen Höhen kommt, was der Hagelbildung sehr günstig ist.

In den Schweizer-Alpen ist, nach Fritz, der Hagelschlag in den grossen Hauptthälern (des Rhein, der Rhône, im unteren Engadin, im Thale von Aosta, im oberen und mittleren Veltlin etc.) selten, am meisten leiden die Orte in der grossen Einsenkung zwischen den Alpen und dem Jura, und auf der Südseite der Alpen das untere Veltlin, die Umgebung von Chiavenna, Mendriso, Lugano etc.[2])

Im Gebirge selbst, namentlich auf den Höhen der Gebirge, fällt zwar sehr häufig Hagel bei Gewittern, aber derselbe ist meist von geringer Grösse und geht nach oben in Graupelkörner über, die nach Gewittern die Höhen zuweilen wie mit Schnee bedeckt erscheinen lassen.[3]) Auch die hohen Gebirge in den Tropen (so namentlich in Abessinien) zeigen dasselbe.

In Europa nimmt die Häufigkeit der Hagelfälle von Westen nach Osten (nach Russland hinein) ab, wie schon Kämtz und Wesselowski gezeigt haben.

In Indien ist nach Eliot die relative Hagelhäufigkeit beiläufig durch folgende Zahlen gegeben: Kaschmir 4·3, Rajputana 16·5, Zentralindien 38·0, NW-Provinzen 9·5, Zentralprovinzen und Berar 7·8, Oberburma 2·3 (hier fällt der Hagel in der kalten Jahreszeit), Assam 61·5, Bengalen 7·0, Sind 4·8, Madras (nördlicher Teil) 6·8, Hyderabad 0·3, Bombay (hauptsächlich Dekkan) 11·8 (hier fällt der Hagel zur heissen Zeit März bis Mai). Sehr selten, wenn überhaupt, tritt Hagel ein in Mysore, Südmadras, Malabar, Konkan und Unterburma.

Säkularperioden des Hagelfalles. Die Häufigkeit der Hagelwetter scheint wie die der Gewitter in einem Zusammenhang mit der Sonnenfleckenhäufigkeit zu stehen, wie schon früher angegeben worden ist. Den Sonnenflecken-Maximum-Jahren entsprechen Minima der Hagelwetter.

Lang ist aber der Ansicht, dass die Hagelhäufigkeit neben der 11jährigen Sonnenfleckenperiode auch noch einer langjährigen Periode unterliegt, und zwar einer 35jährigen Periode entsprechend der Brücknerschen Periode in der Folge warmer und kalter Jahrgänge. Dies hängt wohl damit zusammen, „dass die verheerenden Hagelwetter in höherem Masse als die Blitzgefahr die Begleiter der sog. Wärmegewitter sind.“

Die Gewitter der Jahre 1883 und 1884, welche in Bayern am entschiedensten den cyklonalen Charakter besassen, haben die geringste Anzahl von Hagelwettern gebracht, während die Gewitter

[1]) Auch in den Vereinigten Staaten haben die Golfstaaten und die Gegend der grossen Seen weniger Hagelwetter als die mittleren Staaten von Missouri bis Ohio.

[2]) Fritz, Verbreitung des Hagels in der Schweiz. Petermanns Geographische Mitteilungen 1876. Zeitschrift f. Met. XII.

[3]) Es kommt jedoch auch in sehr grossen Höhen noch Hagel vor. Auf Pikes Peak (4308 m, 38° nördl. Br.) sind Hagelkörner von 5 cm Durchmesser gefallen und solche von 2 cm sind nicht selten.

der Jahre 1888 und 1889, welche bei sehr grosser Anzahl geringe Ausdehnung und Zuggeschwindigkeit hatten, also Wärmegewitter waren, am meisten von Hagelschlag begleitet gewesen sind [1]).

Die Entstehung des Hagels. Über die Vorgänge, welche der Hagelbildung zu Grunde liegen, sind schon sehr zahlreiche und verschiedene Ansichten ausgesprochen worden. Es ist nicht thunlich, hier auf dieselben einzugehen, da ohnehin gute Zusammenstellungen darüber vorhanden sind [2]).

Dagegen muss versucht werden, den gegenwärtigen Stand der Frage nach der Entstehung des Hagels kurz darzustellen.

Wenn es sich um die Entstehung des Hagels handelt, so treten mehrere Probleme auf. Die zwei wesentlichsten sind die Frage nach der Ursache der Kälte, welche mitten im Sommer und zur heissesten Tageszeit so bedeutende Eismassen erzeugt, und die Frage nach der Bildung des Hagelkornes selbst.

1. Ursache der Eisbildung in der Atmosphäre. Der Umstand, dass der Hagel gerade zur wärmsten Tages- und Jahreszeit am häufigsten fällt, dass er dagegen in der kältesten Tageszeit und den unmittelbar darauf folgenden Stunden am seltensten ist, gleicherweise auch in jenen Monaten, wo die Temperatur unter oder nahe dem Gefrierpunkt liegt [3]), ist vielfach geradezu als ein meteorologisches Paradoxon erschienen und hat das grösste Staunen erregt. Man fragt verwundert, wo kommt die Kälte her, gerade zur heissesten Tages- und Jahreszeit?

An einer früheren Stelle wurde gezeigt, dass die Thatsache, dass ausserordentlich kalte Luftmassen in wenigen Kilometern Abstand zu unseren Häuptern vorhanden sind und trotzdem nicht an heissen Sommertagen zuweilen zur Erde herabstürzen, berechtigte Ursache zur Verwunderung gegeben hat, bevor deren physikalische Erklärung aufgefunden wurde, was noch gar nicht so lange her ist.

Die Ballonfahrten haben ergeben, dass mitten im Sommer auch zur heissesten Tageszeit in Höhen von wenigen Kilometern folgende Temperaturen herrschen (Mittel Mai bis August):

Höhe in km	4	5	6	7	8	10
Temperatur	—6	—12	—18	—25	—32	—47

Die tägliche Erwärmung reicht, wie gezeigt wurde, wenig über 1—2 km Höhe hinauf, der Temperaturunterschied zwischen den eisigen höheren Luftschichten und den stark erhitzten unteren erreicht deshalb an heissen Sommernachmittagen ein Maximum. Desgleichen ist der Temperaturunterschied zwischen der Erdoberfläche und Höhen von 4—10 km im Sommer weit grösser als im Winter, wo sogar häufig die unteren Schichten kälter sind als jene in 2, selbst 3 km Höhe. [4])

---

[1]) C. Lang, Beobachtungen der meteorologischen Stationen im Königreich Bayern XII 1890. — Ein ausserordentliches Hageljahr war in Württemberg das Jahr 1897. An 12 Hageltagen wurde die Hälfte aller Oberamtsbezirke verhagelt, die vollständig verhagelte Fläche betrug 42427 Hektar, 3,7 Proz. der gesamten Anbaufläche, der Geldwert des Schadens betrug über 19 Millionen Mark (Mittel 1892—1896 2,7 Millionen Mark). Das 68jährige Mittel der jährlich verhagelten Fläche ist 10500 Hektar. Dies giebt ein Beispiel für den Schaden, den die Hagelwetter anrichten.

[2]) Schwab, Die Hageltheorien älterer und neuerer Zeit. Kassel 1878. — C. Wähner, Historisch-kritische Übersicht über die Hageltheorien. Rotterdam 1876. — R. Russel, On Hail. London 1893, zugleich reichhaltige Sammlung von Berichten über bemerkenswerte Hagelwetter und auf den Hagel bezügliche Thatsachen und Erscheinungen. — Trabert, Die Bildung des Hagels. Met. Z. 1899. S. 433.

[3]) Der merkwürdige Hagelfall zu Bobruisk (Gouvernement Minsk), wo am 28. November 1885, 3h nachmittags, bei klarem Himmel und einer Temperatur von nahe —18° C. einzelne zerstreute Eiskörper von seltsamer Form gefallen sein sollen, kann wohl keinen Einwand dagegen bilden. Bull. der Petersburger Akad. T. XXX. S. 519, oder Mélanges Physiques etc. T. XII. S. 425.

[4]) Beim Anblicke der obigen Zahlen wird man wohl zugeben müssen, dass der mit den Gasgesetzen nicht näher vertraute eigentlich staunen sollte, dass wir von der grossen Nähe dieser sibirischen Wintertemperaturen

Die Frage nach dem Sitze der Kälte, welche Eismassen erzeugen kann, beantwortet sich demnach leicht, diese Kälte ist stets in geringer Entfernung über uns zu finden, und wahrscheinlich vor und bei Hagelwettern in erheblich geringerer Entfernung als im Mittel.[1])

Zur Erzeugung dieser Eismassen ist nur nötig, dass wasserdampfreiche Luft zu diesen eisigen Höhen hinaufgehoben wird, damit dort ihr Wasserdampfgehalt sich in Eis verwandeln kann. Zu dieser Hebungsarbeit ist aber Wärme nötig, der Wärmeinhalt der Luftmassen muss dieselben befähigen, so grosse Höhen zu erreichen. Deshalb ist unten warme Luft nötig, kalte Winterluft hat nicht die Kraft, die Energie der Wärme in sich, um sich zu grösseren Höhen erheben zu können. Die Luft muss aber auch wasserdampfreich sein, weil sonst so massige Niederschläge wie bei Hagelwettern sich nicht bilden könnten, sie darf also auch aus diesem Grunde nicht kalt sein. Je kälter die oberen Schichten sind, zu desto grösseren Höhen können die warmen und feuchten unteren Luftschichten aufsteigen, desto rascher, stürmischer darf man sagen, wird dieses Emporsteigen erfolgen, es wird zuweilen eruptionsartig auftreten können. Je feuchter die Luft ist, desto langsamer kühlt sie beim Emporsteigen ab, desto grösser ist ihr Auftrieb in den umgebenden kälteren Schichten, desto rascher und höher steigt sie auf. Es berechnet sich leicht, wie S. 307 geschehen, dass Luft, die unten bei 30° C. mit Wasserdampf bis zu 50 Proz. gesättigt war, in 4·8 km auf den Gefrierpunkt und in 7·9 km bis zu —20° bloss durch ihre Ausdehnung beim Emporsteigen erkaltet ist. Sie wird sich aber auch zum Teil mit der umgebenden kälteren Luft mischen, umsomehr, da das Emporquellen der Luft nicht ohne Wirbelbildungen vor sich gehen kann und die Oberfläche der Wolken wird zudem in der trockenen diathermanen Luft der grossen Höhen auch durch Wärmeausstrahlung und Verdunstung noch weiter erkalten.[2])

Die Kälte, die zur Erzeugung der Eismassen mitten im Sommer benötigt wird, ist in den höheren Schichten der Atmosphäre jederzeit zu finden, und jede dahin aufsteigende Luftmasse nimmt sie infolge der Ausdehnung dort von selbst an.

F. Very berechnet, dass eine infolge einer Temperaturdifferenz von 7° von 1000 m mit einer anfänglichen vertikalen Beschleunigung (infolge des Auftriebes) von 1.2 m aufsteigende Luftmasse mit einer Geschwindigkeit von 28 m in 6 km Höhe ankommen kann.[3]) Sie legt dann die Strecke von 5 km in ca. 6 Minuten zurück. Bei den relativ so geringen vertikalen Dimensionen der Atmosphäre gelangen demnach aufsteigende Luftmassen in kürzester Zeit in die sehr kalten höheren Luftschichten und können infolge der Trägheit der bewegten Luftmassen noch erheblich über die Höhe emporsteigen, welche der thermischen Gleichgewichtslage entsprechen würde.

Die Messungen der Wolkenhöhen haben ergeben, dass die Cumulusköpfe und die Gewitternimben bis zu 8—10 km Höhe und darüber emporsteigen. Die in

über unseren Häuptern mitten im Sommer für gewöhnlich nichts spüren, und man wird es ganz natürlich finden, dass wir zuweilen durch feste Niederschläge daran erinnert werden.

[1]) Barral und Bixio trafen bekanntlich im Juli bei Paris oberhalb einer Regenwolke schon in kaum 7 km Höhe —39°. Am 13. Mai 1897 herrschte über Strassburg und Berlin in 6 km Höhe eine Temperatur von —45° und in 7 km —55°. Die Registrierungen in einem unbemannten Ballon, der am 23. August mittags vom Marsfeld aufsteigen gelassen wurde, und der in 45 Minuten 7.3 km Höhe erreichte, ergaben schon in 6.5 km (?) —60° C. (kontrolliert). Compt. rendus. T. CXXVII. pag. 574.

[2]) Volta hat bekanntlich in der Verdampfung an der oberen Fläche der Wolke den Ursprung der Kälte gesucht, welche zur Bildung des Hagels nötig ist. Marangoni hat in neuerer Zeit wieder die Rolle der Verdunstungskälte bei der Hagelbildung hervorgehoben. (Siehe Met. Z. XXIX. 1894. S. 300 etc.) Ein Kilogramm verdampften Wassers kann 7½ kg Eis liefern, 80 kg = 606.5. — In Betreff der Rolle der Verdampfungskälte in trockenen höheren Luftschichten bei der Eisbildung sind die Beobachtungen von Wm. H. Brewer lehrreich, mitgeteilt in American Journ. of Science. III. Ser. Vol X. 1875. pag. 161: On the formation of Hail in the spray of the Yosemite Fall.

[3]) F. Very, Hailstorms. Pittsburgh Acad. Jan. 1894.

dieser Höhe gebildeten und zu derselben emporgetragenen Niederschläge des Wasserdampfes können nur mehr aus unterkühlten Wassertröpfchen oder aus Eis (Schnee, Graupel und Hagelkörnern) bestehen.

Fällt dieser eisige Niederschlag zur Erde herab, so kühlt er die unteren Luftschichten sehr stark ab, und es kann sich dann sogar ereignen, dass die Temperaturabnahme nach oben grösser wird als 3° pro 100 m, sodass die kalten oberen Luftmassen mit den eisigen Niederschlägen zur Erde herabstürzen und dann in der That die Kälte der höheren Schichten zur Erde herab mitbringen. Die in einem Niederschlag aus der Höhe herabfallende Luft erwärmt sich zwar auch wie trockene um 1° pro 100 m, aber da sie mit kaltem Wasser gemengt ist, so macht dieses und die Verdunstungskälte diese Erwärmung ziemlich unwirksam.

Es hat daher Mohr nicht so unrecht, wenn er sagt[1], „es bildet sich in der hagelnden Wolke ein trichterförmiger Strudel von eiskalter Luft, gefrorenem und daneben noch flüssigem Wasser, das schraubenförmig wirbelnd zur Erde niederbraust."

Alle Thatsachen in der zeitlichen und örtlichen Verteilung des Hagels sprechen deutlich genug dafür, dass zur Bildung des Hagels einer warmen und wasserdampfreichen Luft Gelegenheit geboten sein muss, leicht und rasch in hohe Luftschichten aufzusteigen. Deshalb fällt der Hagel in unseren Gegenden im Spätfrühling und im Frühsommer am häufigsten, im Herbst bei gleich hoher Temperatur seltener. Der Temperaturunterschied zwischen den unteren und den sehr hohen Luftschichten ist im Frühsommer am grössten, im Spätsommer dagegen hat die isotherme Fläche von Nullgrad ihren grössten Abstand von der Erdoberfläche erreicht.

Ebenso fällt der Hagel in Indien nur in der sog. kalten Jahreszeit und in der heissen Zeit, nicht aber in der Regenzeit des SW-Monsuns, und es treten die heftigsten Hagelwetter in den trockensten, aber deshalb auch heissesten Gegenden Oberindiens auf[2]. In diesen Jahreszeiten und an diesen Orten ist der Temperaturunterschied zwischen den unteren Luftschichten und grossen Höhen am bedeutendsten. In der Regenzeit des SW-Monsuns dagegen, sowie in den feuchtesten Teilen Indiens (Malabar, Konkanküste), wo der Hagel fehlt, ist die Luft bis zu sehr grossen Höhen gleichmässig warm und keine Gelegenheit zu kräftigem und lokal beschränktem Auftrieb feuchter Luft geboten.[3] Dieselben Umstände sind auch der Hagelbildung in dem stets regenreichen Äquatorialgürtel ungünstig.

Ein gestörter Gleichgewichtszustand in vertikaler Richtung ist nötig, damit Luftmassen rasch zu sehr grossen Höhen emporsteigen können. Die Luft muss

---

[1] Fr. Mohr, Über die Entstehung des Hagels. Pogg. Ann. B. 117. 1862. S. 89. — Bei den Hagelwettern am 21. August 1890 in Obersteiermark strömte die Luft unten mit Sturmesstärke aus der niederstürzenden Hagelsäule nach allen Seiten aus. Zu Graz, das auf der Südseite des Hagelwetters (das aus WNW kam) lag, herrschte während des Vorüberganges ein NE-Sturm. In Kalsdorf, 11 km südlich von Graz, wo es weder Hagel noch Regen gab, fiel die Temperatur von 26° um 4h nach dem ersten Sturm aus N auf 5°. Sie stieg dann wieder bis auf 14° vor dem zweiten Hagelzug, nach demselben sank sie bis auf 2° und stieg dann wieder bis auf 16° um 8h p. Es sind aber nur relativ geringe Luftmassen, die in dem Hagelsturm zur Erde herabstürzen, weshalb die starke Temperaturerniedrigung nur ganz kurze Zeit anhält.

[2] Trotz der relativ grossen Trockenheit der Luft in der heissen Zeit in Oberindien enthält die Luft doch so viel Wasserdampf, wie bei uns an feuchtheissen Sommertagen. Den furchtbaren Hagelwettern am 30. April und 1. Mai 1888 gingen z. B. folgende Temperatur- und Feuchtigkeitsverhältnisse voraus (Mittel von Lucknow, Meerut, Bareilly, Agra): 30. April 8h a.m. 28.9° C, Dampfdruck 15.4 mm, 52 Proz., mittleres Maximum 41.3° C. 1. Mai 8h a.m. 26.8, 16.2 mm, 62 Proz., mittleres Maximum 40.1°.

Die Isotherme von 0° liegt im nordwestlichen Himalaya unter 32° nördl. Br. im Januar ungefähr bei 2700 m, im April und Mai bei 4300 m und von Juli bis September bei 5400 m.

[3] Die Thatsache, dass Hagelwetter (und auch die Gewitter nahezu) während der Regenzeit des SW-Monsuns fehlen, verdient grosse Beachtung. Der SW-Monsun erstreckt sich bis über 4500 m hinauf. Cyklonen bilden sich häufig in demselben, sind aber gewöhnlich von geringer Ausdehnung, aber mit starker aufsteigender Luftbewegung verbunden, so dass man meinen sollte, die Bedingungen zur Hagelbildung wären vorhanden. Der Niederschlag beginnt jedoch schon in geringer Höhe und erstreckt sich vielleicht nicht so hoch hinauf, dass die Isotherme von 0° erreicht wird.

aber auch grossen Wasserdampfgehalt haben, darf deshalb nicht kalt sein, weil die Hagelbildung die Möglichkeit eines reichlichen Niederschlages voraussetzt. Deshalb fehlt der Hagel im Winter im Innern der Kontinente völlig, ebenso fast ganz in den Zirkumpolarregionen.

Da Hagel auch auf offener See fällt, wo eine Überhitzung der unteren Luftschichten und ein sog. „labiler" Gleichgewichtszustand in vertikaler Richtung nicht angenommen werden kann, da ferner die grösseren Hagelzüge nicht den überwärmten Gegenden zulaufen, sondern auch über die schon durch Hagel und Regen abgekühlten Gegenden ziehen, wenn dieselben in ihrer durch allgemeinere Ursachen bedingten Bahnrichtung liegen, so müssen die mit horizontalen Gleichgewichtsstörungen im Zusammenhange stehenden allgemeinen Bewegungserscheinungen der Atmosphäre bei den Hagelwettern auch eine grosse Rolle spielen. Es werden dann dynamische Gleichgewichtsstörungen in vertikaler Richtung vorausgesetzt werden dürfen. Es ist aber zu beachten, dass zum Zustandekommen eines starken Auftriebes der unteren Luftschichten nicht immer eine hohe Wärme derselben notwendig ist, indem auch eine starke Abkühlung der oberen Schichten dasselbe leistet. So kann auch bei kühlem Wetter und bewegter Luft unten Hagelwetter eintreten, wenn in der Höhe rasch ein sehr kalter Luftstrom einsetzt.[1])

2. Die Frage nach der Bildung des Hagelkornes ist nun die nächste. Auch die Beantwortung dieser Frage bietet gegenwärtig, soweit es sich nur um die Entstehung grösserer Eiskörper in den Höhen der Atmosphäre handelt, keine so grossen Schwierigkeiten mehr, seitdem man die Thatsache, dass in diesen Höhen oft sehr mächtige Wolkenmassen, aus unterkühlten Wassertröpfchen bestehend, vorhanden sind, vollkommen würdigt. Die Thatsache, dass Wassertropfen beträchtlich unter den Gefrierpunkt erkaltet werden können, ohne fest zu werden, ist oft genug experimental nachgewiesen worden; fast jeder Winter auf den Kontinenten höherer Breiten gestattet die Beobachtung von Nebeln, welche aus unterkühlten Wassertröpfchen bestehen. Aber erst die Ballonfahrt von Barral und Bixio am 27. Juli 1850 nach einem Platzregen bei bedecktem Himmel hat auf die grosse Bedeutung der Wolken aus unterkühltem Wasser für die Theorie des Hagels besonders aufmerksam gemacht.[2]) Barral und Bixio durchfuhren eine Wolkenschicht von mindestens 4000 m Mächtigkeit. Bei 3000 m sank die Temperatur auf den Gefrierpunkt, und doch ging die Wolke erst in einer Höhe von ca. 6000 m bei einer Temperatur von —10° in Eisnadeln über, so dass eine Nebel- oder Wolkenschicht

---

[1]) Bei dem Hagelwetter (und den verbreiteten Gewittern Westösterreichs) am 7. August 1885, das bei schon morgens durch Westwind abgekühlter Luft eintrat, war das offenbar der Fall.

[2]) So lange man die Wolken als aus Wasserbläschen bestehend betrachtete, konnten selbst diese Beobachtungen nicht in ihrer vollen Tragweite gewürdigt werden. Der erste, welcher die unterkalteten Wolkenbestandteile (Bläschen!) zur Erklärung der Hagelbildung herbeigezogen hat, scheint nach J. Müller (Kosmische Physik. IV. Aufl. 1875. S. 725) Fr. Vogel gewesen zu sein (1849). L. Dufour hat 1861 die Entstehung des Hagels aus unterkühlten Wassertröpfchen (er nimmt schon Wasserkügelchen an, nicht Wasserbläschen) eingehender zu erläutern gesucht. Pogg. Annalen. 1861. B. 114. S. 539. E. Renou leitet die Entstehung des Hagels aus dem Herabfallen der Eisnadeln der Cirren in die aus unterkühltem Wasser bestehenden Cumuluswolken ab. Théorie de la pluie. Ann. de la Soc. Mét. de France. T. XIV. pag. 89. 1866.

Die Ansicht von Volta, dass die Hagelkörner zwischen zwei mit positiver und negativer Elektrizität geladenen Wolkenschichten hin- und herfliegend anwachsen, erhielt sich lange wenigstens in der Form, dass zwei getrennte Wolkenschichten zur Bildung des Hagels (ja sogar des Regens) nötig seien und fand eine scheinbare Stütze in dem Cirro-Stratusschirm, der oberhalb der Gewitterwolken sich ausbreitet. Dass diese beiden eine Masse sind, indem ersterer aus letzteren herauswächst, wurde schon gesagt (Hann, Die Nachmittagsgewitter in den Alpenthälern. Mitteilungen des Österreichischen Alpenvereins. B. I. 1863. S. 107). J. Silbermann zeigte dasselbe in den Comptes rendus. 1864. I. pag. 337. Sur les circonstances qui accompagnent au suivent la formation des nuages orageux.

von ca. 2300 m aus unterkühlten Wassertröpfchen bestand. Zweifellos existieren öfter noch viel mächtigere Wolkenschichten von dieser Beschaffenheit. Wenn sich im Sommer grosse Cumulusmassen, die oberen kalten Schichten durchbrechend, mit ihren Köpfen bis zu 6—8 km Höhe erheben, so bestehen sie wohl oft aus 3—4 km mächtigen Bänken von unterkühlten Wassertröpfchen. Die Cirro-Stratusschicht aber, mit welcher sie sich im weiteren Verlaufe des Kondensationsprozesses bedecken, besteht aus Eisnadeln.[1])

Dass unterkühlte Wassertröpfchen in diesem Zustande ziemlich stabil sind, hat L. Dufour nachgewiesen. Nur die Berührung mit Eisnadeln bringt sie rasch zum Gefrieren, wobei die Temperatur sogleich auf den Gefrierpunkt steigt und ein gewisser Teil des Wassers infolge der freigewordenen Flüssigkeitswärme flüssig bleibt.[2])

Das Material zur Bildung von grösseren Mengen Eis ist daher in der Atmosphäre an warmen Sommertagen oft reichlich vorhanden. Wenn die Eisnadeln der oberen Cirro-Stratusschicht langsam in die aus unterkühlten Wassertröpfchen bestehende Wolke hinabfallen, so muss auf ihnen das Wasser fest werden und sich Eis bilden, das durch sein Gewicht nun rascher fällt und alles auf seinem Wege befindliche unterkühlte Wasser aufnimmt. Ist die Wolke sehr mächtig, dann könnten, so möchte man meinen, auf diesem Wege erheblich grosse Eisstücke entstehen, deren Form, da sie an ihrer Unterfläche wachsen, eine kegelförmige mit abgerundeter Basis ist, wie man sie häufig bei Hagelkörnern antrifft. Auch der Umstand, dass bei solchen Formen die unteren Teile aus festerem Eise, die oberen, der Kegelspitze zu, aus weicherem Material bestehen, scheint für diese Bildung zu sprechen. In der That hält O. Reynolds diese Art der Entstehung des Hagels für die wahrscheinlichste und er hat sie auch durch Experimente zu stützen versucht.[3]) Aber die Rechnung ergiebt, dass selbst unter den günstigsten Annahmen auf diese Weise nur sehr kleine Hagelsteine entstehen können, welche weit unter der selbst häufig vorkommenden Grösse zurückbleiben.[4])

---

[1]) In jüngster Zeit ist mehrfach die Behauptung aufgestellt worden, dass der Hagel sich in Höhen von nur 800 m! (nicht relativ, sondern in 800 m Seehöhe!), bildet und zwar, wie angegeben wird, auf Grund von Beobachtungen. Diese Behauptung würde die Hagelbildung geradezu in das Gebiet des Wunderbaren verweisen und einer physikalischen Erklärung entrücken. Denn dass (nach Roberto) Wirbel mit horizontaler Achse in diesen Höhen sich bilden und Luftverdünnungen erzeugen können, welche die Temperatur derart erniedrigen (z. B. auf —10 von 15°, nötige Druckabnahme ca. 250 mm) ist ganz unannehmbar. Auch müsste an den Beobachtungsstationen in 800 m Seehöhe und darüber sowohl in den Temperaturen als auch in den Druckschwankungen doch schon etwas davon verspürt worden sein, was aber noch nie der Fall gewesen ist.

[2]) L. Dufour, Sur la congélation de l'eau et sur la formation de la grêle. Compt. rend. B. 52. 1861. pag. 750, und Pogg. Annalen. B. 114. 1861. S. 530. — P. Czermak, Zur Struktur und Form der Hagelkörner. Sitzungsberichte der Wiener Akad. CIX. S. 186. März 1900.

[3]) O. Reynolds, Memoirs Manchester Soc. III. Ser. B. VI. 1879. S. 48 u. 161. Zeitschrift f. Met. B. XII. 1877. S. 39.

[4]) Siehe S. 300 und Trabert, Die Bildung des Hagels. Met. Z. 1899. S. 441/442.

Für die Zunahme der Hagelkörner beim Fallen ist die folgende Beobachtung von grossem Interesse. Boussingault sagt, dass er bei seinem Aufenthalt in den Anden den Hagel zumeist bei stark bewegter Atmosphäre habe fallen sehen. Aber in einzelnen Fällen auch bei ruhiger Luft und nahezu Windstille.

Bei dem Besteigungsversuch des Chimborazo machte er folgende Beobachtung: In einer Höhe von ca. 6000 m (Luftdruck 380 mm) war die Witterung herrlich. Unterhalb des steilen Berghanges lag eine Masse von Wolken, in deren obere Partie man beim Abstieg hineingelangte. Es donnerte. „Während wir anfangs (in etwa 5500 m) nur von kleinkörnigem Hagel getroffen wurden, vergrösserte sich derselbe in dem Masse, als wir abwärts stiegen, bis zur Grösse von Flintenkugeln. Diese Hagelkörner fielen aber so langsam, dass sie uns beim Auffallen keinen Schmerz verursachten. In einer Höhe von 4300 m war die Wolkenmasse so dicht, dass ich Mühe hatte, das Barometer abzulesen. Unterhalb dieser Stelle wiederholte sich der Hagel, und das Gefühl, welches wir hatten, wenn derselbe Gesicht und Hände traf, wurde ein schmerzhaftes. Dieser Hagel begleitete uns bei unserem Abstiege bis zu einer Höhe von 3900 m. Nach den Barometerablesungen waren wir seit dem Eintritte in die Wolke 2100 m abwärts gestiegen.

Die Schwierigkeit beginnt also zunächst hier bei der Frage, wie die beobachteten grossen Eisstücke in der Atmosphäre entstehen können. Die Struktur der Hagelkörner scheint einen Fingerzeig dafür zu geben. In dem Hagelkerne erkennt man in der Mitte häufig ein Graupelkorn, durch dessen vielfache Umkleidungen mit Eishüllen der grosse Hagelstein entstanden ist. Das Graupelkorn erscheint auch aus anderem Grunde als der natürliche Vorläufer des Hagelkornes. Im Winter und Frühling, wenn die Temperatur noch niedrig ist, mächtigere Wolkenmassen wegen der tiefen Lage der Isothermen von Nullgrad noch nicht vorkommen, fallen bei stürmischem, böigen Wetter Graupeln, die, im Frühling schon zuweilen mit Eis überzogen, sich dem echten Hagelkorn nähern. Bei ruhigem Wetter fällt selten ein Graupelschauer, und dann mag es in der Höhe stürmisch sein. Auf hohen Bergen besteht der Niederschlag des Sommers bei Gewittern und wärmerem Wetter zumeist aus Graupeln. Graupel bilden sich in jenen Höhen der Atmosphäre, wo die Temperatur um den Gefrierpunkt schwankt, an der Erdoberfläche deshalb im Winterhalbjahr.[1]) Mit Recht sagt Trabert: Wir haben den Sitz der Bildung des Graupelkornes dort zu suchen, wo gleichzeitig Schneekrystalle und unterkühlte Tröpfchen vorkommen und damit stimmt auch die Struktur des Graupelkornes. Es sind Schneekrystalle, die durch unterkühlte Tröpfchen zusammengeschweisst sind. Das Graupelkorn wird zum Hagelkern, wenn die unterkühlten Tröpfchen sich auf demselben in Form von Eishüllen ablagern.

Was im Hagelkorn auf einander folgt von innen nach aussen, das folgt in den Wolken von oben nach unten. In der obersten für die Hagelbildung in Betracht kommenden Wolkenregion haben wir gleichzeitig Schneekrystalle und unterkühlte Tröpfchen, in der mittleren Region haben wir unterkühlte Tröpfchen allein, in der untersten Region aber die gewöhnlichen Nebeltröpfchen mit einer Temperatur mehr oder weniger über Null. Die erste Schicht liefert den Kern, die zweite die konzentrischen Eishüllen, die dritte Schicht endlich liefert das Material zu jenen mehr oder weniger krystallinischen erst auf dem Hagelkorn allmählich erstarrten Bildungen (Trabert).

Auf welchem Wege gelangen aber die unterkühlten Tröpfchen so massenhaft auf dem Graupelkorn zur Ablagerung?

Man hat die mehrfach im Laboratorium beobachtete Thatsache zu Hilfe genommen, dass Wassertröpfchen durch Änderungen der elektrischen Ladung zum raschen Zusammenfliessen gebracht werden. Diese Änderungen finden sicherlich öfter in den Gewitterwolken statt, aus denen der Hagel fällt. Bei den meist ausserordentlich häufigen elektrischen Entladungen in der Hagelwolke dürfte ein solches plötzliches Zusammenfliessen der überkalteten Tröpfchen öfter eintreten und jedem derselben entspricht dann eine Eisschicht auf dem Graupel- oder Hagelkorn. Ein Teil des überkalteten Wassers wird dabei sogleich zu Eis, ein Teil bleibt flüssig und kann erst nachher erstarren. Das würde mit dem Wechsel durchsichtiger und weisser Schichten in den Eishüllen des Hagelkornes übereinstimmen. Ein solcher Vorgang ist sehr wahrscheinlich, dürfte aber allein nicht ausreichen, die Grösse der Hagelsteine zu erklären. Jedenfalls kommen noch dazu die heftigen inneren Bewegungen in einer Hagelwolke, aufsteigende Wirbel mit vertikaler Achse, in welchen die Hagelkörner schwebend erhalten und zuweilen zu grossen Höhen der Atmo-

[1]) Aber viel häufiger im Frühling als im Herbst bei gleichen Lufttemperaturen, weil im Frühling die Temperaturabnahme nach oben viel rascher und der Temperaturgegensatz zwischen dem erwärmten Erdboden und den höheren Luftschichten am grössten ist.

sphäre hinaufgetragen werden. Dabei wachsen sie zuweilen zu den überraschenden Dimensionen an, die wir staunend beobachten.

Die Hagelkörner können dabei bis zu —20, vielleicht bis —30° erkalten, welch niedrige Temperaturen dann in den tieferen Schichten weitere Ablagerungen von Eis gestatten, ohne dass man dabei eine besondere eigenartige Kalteursache voraussetzen muss. Ferrel stellt sich den Vorgang der Bildung der Hagelsteine in sehr kräftigen aufsteigenden Luftwirbeln von geringem Durchmesser in dieser Weise vor und glaubt annehmen zu dürfen, dass die Hagelkörner dabei zuweilen mehrmals nach aufwärts gewirbelt werden, bis ihr Gewicht so gross wird, dass sie zur Erde fallen. Die dazu nötigen Geschwindigkeiten sind nicht unwahrscheinlich, wenn man die Wirkungen berücksichtigt, welche lokale Wirbel von kleinem Durchmesser (Windhosen, Tornados) zuweilen äussern [1].

Dass es lokale Luftwirbel mit vertikaler Achse sind, die mit dem Gewitter meist an einem Rande desselben fortziehen, in denen der Hagel vorzugsweise fabriziert wird, ist höchst wahrscheinlich schon durch die Art des Auftretens des Hagels in relativ schmalen Streifen. Graupel bilden sich wahrscheinlich bei jedem Gewitter in grösseren Höhen der Atmosphäre, wie bei stürmischem borgem Wetter in der Nähe der Erdoberfläche im Frühling. Es müssen aber ganz besondere, seltener auftretende Umstände dazu kommen, damit die Graupelkörner zu grösseren Eiskörpern anwachsen, und das sind die nur ausnahmsweise im Schosse der Gewitterwolken sich bildenden heftigen Luftwirbel, innerhalb welcher die Hagelkörner zuweilen zu erstaunlicher Grösse anwachsen können. Solche Wirbel mögen sich sowohl bei dem heftigen Emporstrudeln überwärmter feuchter Luftmassen in die hohen kalten Schichten der Atmosphäre bilden (bei Wärmegewittern), als namentlich auch bei allgemeinen Störungen des atmosphärischen Gleichgewichts in einem oben eintretenden kalten Luftstrom, der wärmere untere Luft überweht. Diese Wirbel ziehen dann häufig an der Begrenzungsfläche wärmer und kalter Luftschichten fort und können sich mehrfach wiederholen [2].

Wenn es auch derart nicht schwierig ist, sich eine allgemeine Vorstellung von der Bildung des Hagels zu machen, so muss man doch gegenwärtig noch darauf verzichten, sich von den spezielleren Vorgängen bei der Bildung der so mannigfach gestalteten Eiskörper, die als Hagel aus der Luft fallen, Rechenschaft zu geben. Die flachgedrückten scheibenartigen Formen der Hagelsteine oder jene mit wulstartigen Eisansätzen längs einer Äquatorebene mögen der Rotationsbewegung der Hagelsteine

[1] Ferrel berechnet, dass die folgenden Geschwindigkeiten in einer Höhe von ca. 1600 m nötig sind, um Hagelkörner von den angegebenen Durchmessern schwebend zu erhalten

Durchmesser des Hagelkorns in Millimeter	13	15	20	25	51	76
Windstärke in Meter pro Sekunde	16	18	21	23	33	40

In grösseren Höhen sind grössere Geschwindigkeiten nötig, weil die Dichte der Luft kleiner ist. Ferrel, Recent Advances pag. 306. Bigelow dagegen glaubt nicht, dass die benötigten Geschwindigkeiten vorkommen können und verwirft diese Hypothese des Wachsens der Hagelkörner.

[2] Bei der Untersuchung der heftigen Wirbelstürme (Tornados) und Hagelwetter in Oberindien (Doab und Rohilkand) im April und Mai 1888 kommt S. A. Hill zu folgenden Schlüssen und Ergebnissen. Zunächst spricht er seine Überzeugung dahin aus, dass ein Tornado bloss ein heftiger Wirbelwind ist, welcher den Erdboden erreicht, während ein gewöhnlicher Gewitter- oder Hagelsturm eine ebenso intensive Wirbelbewegung entwickeln kann als ein Tornado, welche aber bloss in einer beträchtlichen Höhe der Atmosphäre statt hat. Indem Hill dann die Isobaren im Niveau von 9000 feet (2743 m) über Oberindien für die Hagel- und Tornado-Tage vom 30. April und 1. Mai konstruiert, ergiebt sich, dass an beiden Nachmittagen sogar in der Höhe der Wolkenregion ein Gebiet niedrigen Luftdruckes über dem Pandschab und ein anderes über Behar lag, und dass dieselben durch eine lange schmale Mulde (Trog) niedrigen Luftdruckes über Rohilkand verbunden waren. Die Bedingungen zur Bildung von Wirbeln durch Begegnung östlicher und westlicher Luftströmungen längs der Achse niedrigen Druckes waren daher an beiden Tagen vorhanden. Die Bahn der Tornados zeigt eine sehr enge Beziehung zu dem Verlaufe der Isobaren im Wolkenniveau. Sie begann etwas südlich von der Achse niedrigen Druckes, näherte sich derselben oder verlief parallel zu derselben, in keinem Falle aber kreuzte sie dieselbe. Diese Stürme scheinen daher, was die horizontale Komponente ihrer Bewegung anbelangt, Wirbel gewesen zu sein, die sich in dem kräftigen westlichen Luftstrom des unteren Wolkenniveaus bildeten, wo dieser bei der Annäherung an die Rinne niedrigen Luftdruckes eine Verzögerung erfuhr, und die dann mit dem erzeugenden Luftstrom fortzogen. Was die vertikalen Bewegungen und die Bildung des Hagels anbelangt, so scheint Hill die Theorie von Ferrel die richtige zu sein. (Journ. As. Soc. of Bengal. Vol. LVIII. P. II. 1889. S. 135 etc. mit 6 Kärtchen.)

ihre Entstehung verdanken, welche dieselben infolge von Zusammenstössen oder auch in den erzeugenden Luftwirbeln annehmen müssen. Unerklärlich aber bleiben vorderhand die fast regelmässig ausgebildeten grossen Eiskrystalle, die den Hagelsteinen zuweilen aufsitzen, da deren Bildnng mit der raschen und stürmischen Art der Eisbildung in den Hagelwettern unvereinbar scheint.[1])

Auch die dickeren Schichten klaren Eises auf dem Hagelkorn, die nur durch Erstarren grösserer Mengen von flüssigem Wasser auf demselben entstehen konnten, sind schwer verständlich, weil die dazu nötige Kälte in den unteren wasserreichen Schichten der Hagelwolke zu fehlen scheint, wenn nicht das Hagelkorn selbst diese Kälte mitbringt.

Wir haben gegenwärtig noch keinerlei Anhaltspunkt dafür, anzunehmen, dass in den Gewitter- und Hagelwolken ein Prozess vor sich geht, der eine lokale Wärmeentziehung bewirkt, Kälte erzeugt, ausser der dynamischen Erkaltung der Luft beim Emporsteigen und der Strahlungs- und Verdunstungskälte an der obersten Wolkenschicht.

Welche Rolle die Elektrizität bei den Hagelwettern spielt, die sich ja meist durch abnorm häufige elektrische Entladungen äussert, ist unbekannt. Wollten wir nur nach dem Auftreten der Elektrizität bei Gewittern urteilen, so müssten wir derselben auch hier bloss die Rolle einer Begleiterscheinung zuschreiben.

Wasserhosen, Tromben, Tornados.

Einleitung. Zuweilen entstehen in höheren Schichten der Atmosphäre, wohl zumeist in der mittleren Wolkenhöhe, ausserordentliche heftige Wirbel, welche durch Reibung und Saugwirkung sich in Form eines trichterförmigen Wirbelschlauches bis an die Erdoberfläche herab fortpflanzen und daselbst Spuren sehr grosser mechanischer Wirkungen äussern.[2]) Der Wirbelschlauch erscheint als eine Verlängerung der zuerst ballon- oder zapfenförmig von dem unteren Wolkenniveau herabhängenden Wolkengebilde, die häufig mit einem Elefantenrüssel verglichen wird. Wo dieser Wirbeltrichter die Erdoberfläche erreicht, äussert er seine zerstörenden Wirkungen, hebt Wasser in soliden Massen, zumeist aber als Wasserstaub, auf der festen Erdoberfläche alles bewegliche in die Höhe. Das untere Ende des Wirbeltrichters erweitert sich dabei meistens im Erdboden, wohl infolge der durch die grosse Reibung abnehmenden Wirbelbewegung, so dass das Luftgebilde, im unteren Teile auch aus Staub und Detritus mannigfachster Art bestehend, die Form eines Stundenglases annimmt, d. i. in der Mitte den kleinsten Durchmesser hat.

Auf grösseren Wasserflächen treten diese Wirbel als „Wasserhosen“ auf, über dem Lande als Windhosen, Tromben. Derselbe Wirbel kann bei seinem Fort-

---

[1]) Durand-Gréville spricht die Ansicht aus, dass, weil die Hagelkörner bei ihrer Fall- und Rotationsbewegung der Schwerewirkung fast entzogen sind, die Krystallisationsvorgänge auf denselben besonders begünstigt werden.

[2]) C. L. Weyher hat experimentell die Art, wie sich Wirbel in Flüssigkeiten von oben nach unten fortpflanzen, in überzeugender Weise in allen Details nachgewiesen und nachgebildet, die aufsteigende Bewegung im Innern, die herabsinkende in der Peripherie. Die Rotationsbewegung wirkt saugend nach unten. Sur les tourbillons trombes, tempêtes et sphères tournantes. Études et Experiences. II. Ed. Paris 1889, s. a. J. Mascart, Journal de Physique. Tome VIII. pag. 557. 1889. — Man s. ferner Colladon in mehreren Mitteilungen in den Comptes rendus, z. B. CIV. 18. April und CV. 17. November 1887. — G. A. Hirn, Étude sur une classe particulière de tourbillons. Paris 1878. — H. Faye hält daran fest, dass in den Tromben und Wirbeln die Luft herabsteigt Nouvelle Étude sur les tempêtes, Cyclones, trombes ou Tornados. Paris 1897. — W. H. Dines, Experiment illustrating the formation of the Tornado cloud. Quart. Journ. R. Met. Soc. Vol XXII. 1896. pag. 71.

schreiten, je nachdem er uber Land oder Wasser hinzieht, als Trombe oder als Wasserhose erscheinen. Einen solchen Fall hat z. B. G. v. Rath am Rhein beobachtet und beschrieben [1]).

Wasserhosen und Tromben. Die Wasserhosen zeigen sich zumeist uber warmeren Meeren in den mittleren und niedrigen Breiten. Es sind Saulen von einigen 100 bis 1000 m Lange und bis 100 m Durchmesser, an denen man einen sich aus dem Meere erhebenden Fuss und einen daran anschliessenden geraden oder gekrummten Schlauch unterscheiden kann, der nach oben meist in eine sehr schwere dunkle Wolke ubergeht, welche in Form eines Trichters der Wasserhose entgegenkommt. Die Meeresoberflache befindet sich dabei auf einem Raume von 30—100 m Durchmesser in einer kochenden sprudelnden Bewegung, springbrunnenartig steigen spitzige Wasser- und Schaummassen empor und versinken wieder, wahrend andere sich heben. Nach der Mitte der Wasserhose zu erreichen sie 4—8 m Hohe und daruber, eine Wolke von Wasserstaub umgiebt und uberragt sie, es ist der Fuss der Wasserhose, uber den sich die eigentliche Saule, oder der Schlauch erhebt.

Das Material, aus dem die Wasserhosen bestehen, sind offenbar Wassertropfen, Wasserstaub. Eine so hohe solide Wassersaule konnte ja selbst durch den Druck der gesamten Atmosphare nicht gehoben werden.

Zuweilen reicht der Wirbel nicht bis zur Meeresoberflache herab, sondern es hangt aus der Wolke nur ein Zapfen oder trichterartiges Gebilde herab. Bildet sich eine vollstandige Wasserhose, so verlangert sich dieser Wolkenzipfel abwarts, bis er sich mit den immer hoher aus dem Meere emporsteigenden Schaum- und Nebelsaulen zu einem langen Schlauche vereinigt. Die Abwartsverlangerung des oberen Wolkentrichters geschieht offenbar nicht infolge eines Herabsinkens der Luft, sondern besteht aus einem Herabsteigen des Ortes, an dem in der aufwartsstromenden Luft, die der saugenden Wirkung des oberen Wirbels folgt, die Verdichtung des Wasserdampfes zu Nebel und Wolke beginnt. Bei der Auflosung der Wasserhose verschwindet auch der mittlere Teil des Schlauches zuerst, nicht deshalb, weil die Bewegung hier aufhorte, sondern weil sie aufhort sichtbar zu sein, da nun Wassertropfen und Nebel in diesem Teile fehlen.

Die meisten Beobachter stimmen darin uberein, der Wasserhose eine aufsteigende und zugleich eine drehende Bewegung zuzuschreiben, nur wenige geben eine niedersteigende Bewegung oder das Fehlen einer drehenden Bewegung an. Der Sinn der Drehung scheint nicht von der Erdrotation, sondern von zufalligen Umstanden bedingt zu sein. Dafur spricht auch der Umstand, dass in der Nahe des Aquators, wo der Einfluss der Erdrotation fehlt, die Wasserhosen sehr haufig sind.

Die Wasserhosen treten, wie die Tromben oder Wettersaulen auf dem Lande, am haufigsten bei stiller, warmer und gewitterhafter Witterung ein, doch kommen sie auch bei frischem Winde und in heftigen Sturmen vor [2]).

Kapt. K. H. Seemann bemerkt: Die Annahme, dass die Wasserhosen hauptsachlich an windstillen heissen Tagen auftreten, entspricht nicht den Thatsachen, im Gegenteile bei boigem Wetter und umlaufenden Winden sehen wir sie z. B. im Kalmengurtel des Aquators am allerhaufigsten. Ich habe in der Singaporestrasse 5 oder 6 Wasserhosen im September zu gleicher Zeit beobachtet, wahrend der Wind fortwahrend seine Richtung anderte und der Himmel voll schwarzer Wolken war [3]).

Eine gute Beschreibung einer Wasserhose im Mittelmeer und einer Fahrt durch dieselbe giebt Werner v. Siemens in „Lebenserinnerungen" S. 162 und S. 165/166.

Dass Wasserhosen uber dem Meere viel haufiger sind als Windhosen (Tromben) uber dem Lande, obgleich eine rasche Wärmeabnahme nach oben gerade uber dem Meere fehlt, hat wohl darin

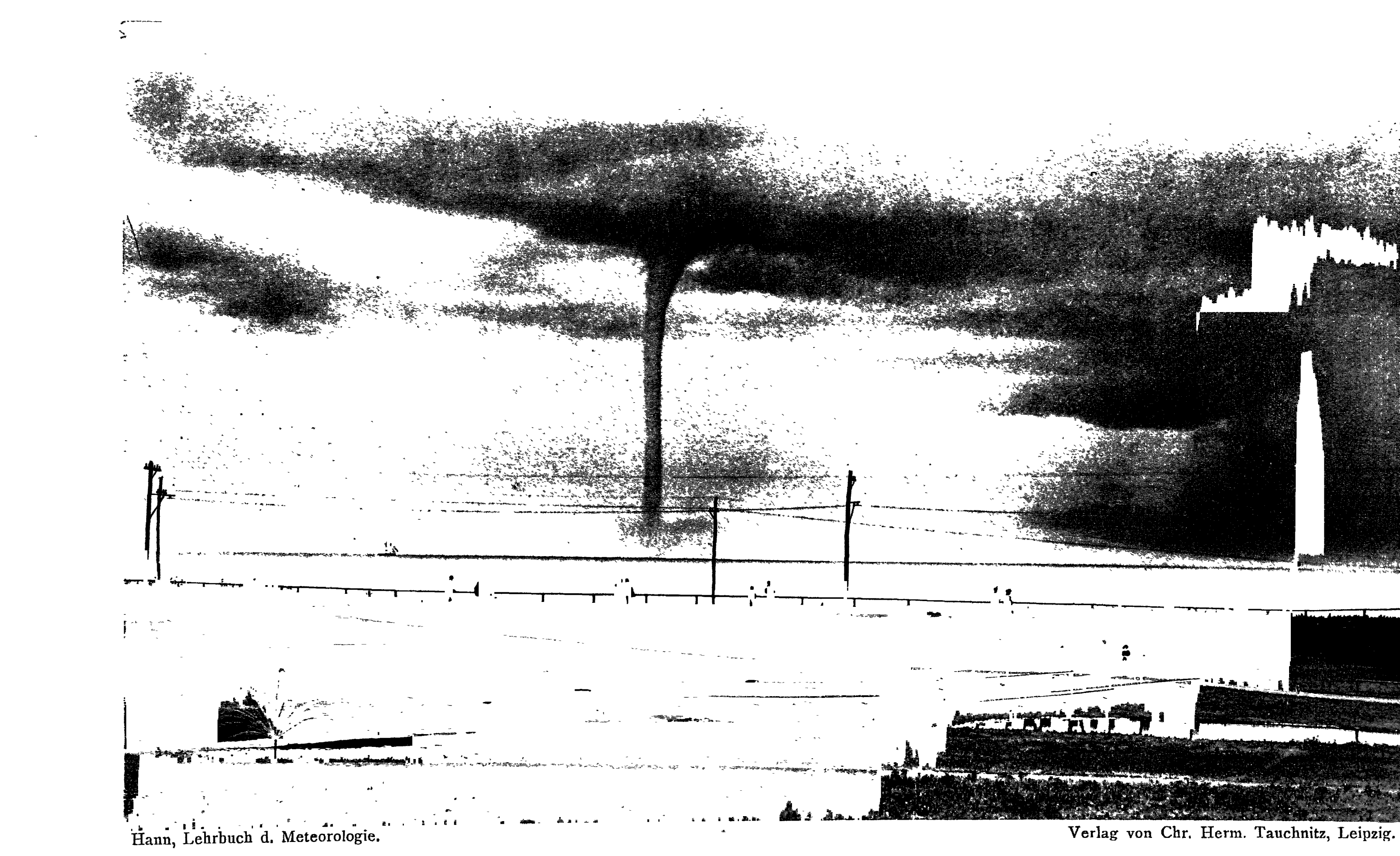
[1]) G. v. Rath, Pogg. Annalen CIV. 1858. S. 631.

[2]) S. Segelhandbuch fur den Nordatlantischen Ozean der Deutschen Seewarte. II. Auflage. S. 170 etc.

[3]) K. H. Seemann, Met. Z. XXI. 1886. S. 362.

Wasserhose.

An der Küste von Neu-England am 19. August 1896.



Verlag von Chr. Herm. Tauchnitz, Leipzig.

(Nach einer Photographie von I. N. Chamberlain, Cottage City Mass).

seinen Grund, dass die Reibung der Luft über den Wasserflächen eine viel kleinere ist, daher die Wirbelbewegung weniger Widerstand findet.[1])

Auf dem Lande treten die Luftwirbel von kleinem Durchmesser in Form der Tromben oder Wettersäulen auf. Sie heben lockeres Erdreich auf, brechen Bäume, decken die Häuser ab und zerstören selbst solide Bauten mehr oder weniger. Bemerkenswert ist die meist scharfe Begrenzung ihrer Wirkungen bei sehr geringer Ausdehnung derselben. In einer Minute ist der Wirbel vorübergezogen und das Zerstörungswerk vollendet. In der nächsten Umgebung des Zerstörungsgebietes kann dabei die Luft völlig ruhig bleiben. Ein allseitiges Zuströmen der Luft in den unteren Schichten aus weiterer Entfernung, welches gegen das Wirbelzentrum hin immer heftiger wird und den Wirbel nährt oder ihn bildet, ist daher keinesfalls ein Erfordernis zur Entstehung einer Wettersäule. Die Tromben unterscheiden sich in dieser Hinsicht wesentlich von den Staubwirbeln, die sich durch Überhitzung der unteren Luftschichten über wüstem, trockenem Boden bilden, unten am Boden entstehen und aufwärts strudeln; desgleichen von den Wirbeln, die über Bränden sich bilden. Sie haben nur die Form mit ihnen gemein, nicht die Natur ihrer Entstehung.[2]) Der Wirbel, der in den Wettersäulen und Tromben an der Erdoberfläche seine Wirkungen äussert, hat seinen Sitz in höheren Schichten der Atmosphäre, er schöpft seine Energie aus den Bewegungszuständen im Wolkenniveau.

Allerdings müssen auch, wenngleich nicht immer, gewisse Bedingungen in den unteren atmosphärischen Schichten erfüllt sein, damit die in der Höhe gebildeten Wirbel ihre Wirkungen durch Aussendung eines Wirbeltrichters, in dem sich ihre Energie konzentriert, auf die Erdoberfläche herab erstrecken können. Warme und feuchte Luft begünstigt dieses Herabsteigen des Wirbels, aber ein labiler Gleichgewichtszustand ist dazu nicht nötig.

Der Wirbeltrichter, der vom Wolkenniveau herabhängt, sich dabei oft schlangenartig krümmt und windet, zeigt sich in seinem Fortschreiten von den Verhältnissen an der Erdoberfläche häufig ganz unabhängig. Er verfolgt seinen geraden Weg, auch über Thäler hinweg, indem er dabei, und das ist sehr bezeichnend, zuweilen einige Zeit den Boden gar nicht berührt, örtlich wieder zerstörend herabsteigt, dann wieder sich von der Erde zurückzieht und so gleichsam hüpfende Bewegungen macht.

Der Wirbeltrichter erscheint auch über dem Lande als eine trichterförmige Wolke, die vom Himmel herabhängt und oben in schwere dunkle Wolkenschichten (Fig. 104, S. 702) übergeht.[3])

---

[1]) S. auch Nature. 1883. Juli 19. S. 269. — Wasserhose auf dem Züricher See, interessant durch die Umstände, unter denen sie aufgetreten. Züricher Vierteljahrsschrift. 1884. S. 267. — Beschreibung und Abbildung von Wasserhosen. Quart. Journ. R. Met. Soc. Vol IX. pag. 159 etc. — Interessante Abbildungen von Wasserhosen giebt H. C. Russell: Water Spouts on the Coast of New South Wales. R. Soc. N. S. W. Vol XXXII. 1898.

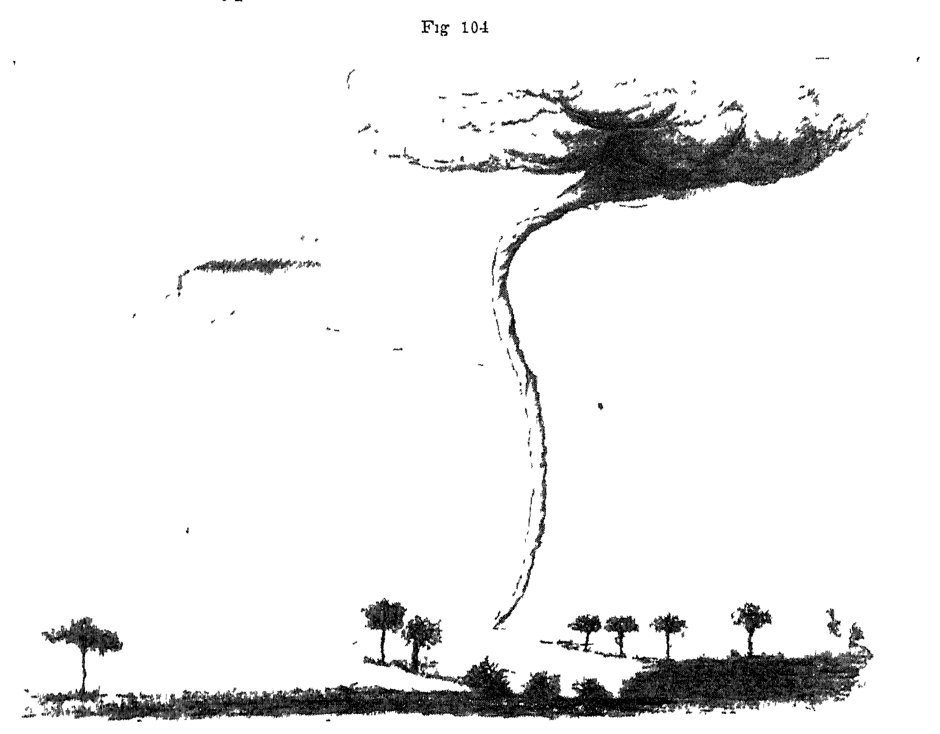
[2]) Th. Reye, der eine vortreffliche Schilderung der Wettersäulen und der Land- und Wasserhosen gegeben hat (in seinem bekannten Werke: „Die Wirbelstürme, Tornados und Wettersäulen." Hannover 1872. S. 18 etc.), lässt auch die Tromben durch Überhitzung der unteren Luftschichten oder als Folgen eines labilen Gleichgewichts der unteren atmosphärischen Schichten entstehen. Dem widersprechen aber die Erscheinungen.

[3]) Manche Belege hierfür findet man in der Abhandlung von Köppen: Die Windhose vom 5. Juli 1890 bei Oldenburg. Annalen der Hydrographie. 1896. Diese Arbeit ist sehr instruktiv für alle Verhältnisse, die bei den Windhosen das wissenschaftliche Interesse besonders in Anspruch nehmen. Die scharfe Begrenzung der Wirkungen, die Luftruhe in grösster Nähe der Stelle orkanartiger Windkraft, das Fehlen eines labilen Gleichgewichtszustandes der Atmosphäre in dem von der Windhose betroffenen Gebiete, die lehrreichen Abbildungen des Wolkenschlauches in seinen verschiedenen Formen etc. mögen hervorgehoben werden.

Die Windhose zu Fiume (20. September 1872 nach Mitternacht) zeigte gleichfalls die scharfe Begrenzung der Wirkungen. (Stahlberger in Zeitschrift f. Met. VII. 1872.) Ebenso jene von Wetzlar am 23. Mai 1886, von welcher Assmann eine lehrreiche Beschreibung geliefert hat. („Das Wetter." 3. Jahrgang. S. 189 etc. Okt. 1886.) Bemerkenswert war hier das Herabsteigen des Wirbeltrichters in das Thal.

Bei den meisten Tromben scheint die Erdrotation den Sinn der Drehung im Luftwirbel zu bestimmen, was sich dadurch erklart, dass sie vielfach am Rande grosserer atmospharischer Wirbel auftreten Die Wettersaulen (und Tornados) sind in den mittleren Breiten haufiger, besonders haufig in den Vereinigten Staaten zwischen dem Felsengebirge und den Alleghanies Aber auch noch unter ca 60° Breite in Schweden kommen typische Tromben vor [1])

Fig 104



Trombe vom 7 Oktober 1884 bei Catania nach einer Publikation des Met Observatoriums zu Riposto

1) H H. Hildebrandsson, Sur la trombe près de Hallsberg le 18 Août 1875 Upsal 1875 M Jansson, Sur la trombe de Borås le 3 Juillet 1899 Abhandlungen der Schwed. Akad B 26 I Nr 3 Stockholm 1900 Besonders lehrreiche Beobachtungen waren die zentrale Zerstorungsbahn hatte 40 m Durchmesser, auf der rechten Seite (im Sinne des Fortschreitens) wurden die Bäume bis auf 260 m Distanz entwurzelt, auf der linken nur bis 150 m und die Wirkungen waren überhaupt geringer Die Wolke zeigte eine rapide Rotation, entgegengesetzt der Drehung des Uhrzeigers Die Trombe bog jedesmal nach rechts ab, sowie sie von einem Walde auf ein offenes Feld kam, dasselbe wurde bei Hallsberg 1875 und Nöttja 1883 beobachtet Auch diese Trombe trat in einem Grenzgebiet zwischen warmen Südostwinden (Maximum 30° lag im Süden der Bahn) und kalten Westwinden auf (15° quelques dizaines de km NW) Die Isothermen verlaufen stets sehr unregelmässig, zackig, an den Orten, wo Tromben in Schweden aufgetreten sind (Hallsberg 1875, Saby 7 Juni 1882, Stromsberg [nordl von Upsala] 20 Juli 1885, Vunerby 4 Juli 1890 und Borås 3 Juli 1899, diese Daten zeigen auch die relative Häufigkeit der Tromben in Schweden)

Die verschiedenen Formen von Tromben hat Kapt W Sherwill gut illustriert in einer Abhandlung im 19 Bande der Asiatic Soc of Bengal 1860 Eine Trombe, die zu Dum-Dum am 7 Oktober 1859 auftrat, wurde von ihm mit dem Theodolithen gemessen und 460 m hoch gefunden Sie währte 25 Sekunden und als sie die Erde erreichte, „brach" die Cumuluswolke, von welcher sie ausging, und das Wasser ergoss sich auf die Erde nicht als Regenschauer, sondern wie eine solide Masse Wasser, welches mehr als einen Quadratkilometer Landes über 15 cm tief unter Wasser setzte (Blanford, Ind Met Vademecum. I pag 236) Bei der Trombe (Tornado) von Huron im August 1884 wurde die Hohe der Wolke, aus welcher die Schlauchwolke sich herabsenkte, zu ca. 1800 m gemessen. Americ Met. Journ II pag 34

Tornados. In den Vereinigten Staaten treten diese Wirbelstürme von geringem Durchmesser häufig und mit einer so furchtbar zerstörenden Kraft auf, wie wahrscheinlich nirgendwo sonst auf der Erde. Sie werden dort Tornados genannt, ein spanisches Wort, mit welchem ursprünglich die Gewitterböen im tropischen Westafrika bezeichnet worden sind. Seit dem Anfang des 19. Jahrhunderts werden heftige lokale Stürme in den Vereinigten Staaten Tornados genannt. Diese letzteren sind aber von den gleichfalls meist nur lokal zerstörend auftretenden Böen sehr wohl zu unterscheiden.[1])

Wegen ihrer furchtbaren Heftigkeit und ihres im Osten des Felsengebirges häufigen Auftretens sind diese lokalen Wirbelstürme Gegenstand häufiger Untersuchungen geworden und wir sind daher über das Auftreten der Tornados weit besser unterrichtet als über das der geradlinigen Sturmböen.[2])

Die Tornados sind heftige Luftwirbel, die in der Wolkenregion entstehen, wahrscheinlich unter dem Cirrusniveau und oberhalb der Region der unteren mächtigen Haufenwolkenbildungen, und dann allmählich zur Erde herabsteigen.[3]) Sie bilden sich meist in der wärmeren Jahreszeit und in der wärmeren Tageszeit. In ihrer jährlichen und täglichen Periode stimmen sie ausserordentlich überein mit jener der Hagelstürme (und sind auch wahrscheinlich gleicher Natur). Sie treten gewöhnlich auf bei leichten bis mässigen südlichen Winden und schweren Wolkenbildungen, sind von Gewittern und Regen, meist auch von Hagel begleitet. Die Tornados bewegen sich der Mehrzahl nach von SW nach NE, doch kommen sie auch von NW oder von Süd, wohl nie von Osten. Ihr Durchmesser ist meist kleiner als 300 m, oft kleiner als 150 m. Die mittlere Geschwindigkeit des Fortschreitens beträgt etwa 40 km pro Stunde ($13^1/_2$ m pro Sekunde), daher sie in weniger als einer Minute ihr Zerstörungswerk vollbracht haben. Gewöhnlich treten sie in Gruppen auf, und wenn sich ein Tornado aufgelöst hat, so entsteht häufig ein zweiter nicht weit von der Bahn des ersten.[4])

Die Kraft dieser Luftwirbel ist eine ausserordentliche. Wo der „Elefantenrüssel" die Erde berührt, widersteht nichts seiner Zerstörungswut. Im Innern des Wirbels herrscht ein sehr niedriger Druck. Geschlossene Gefässe platzen, die Flaschenkorke springen heraus, die Wände der Gebäude sollen zuweilen nach allen

---

[1]) G. Hinrichs in Jowa (Tornados and Derechos. Americ. Met. Journ. V. pag. 308) hat für den längs einer beschränkten Bahn zerstörend, mit orkanartiger Heftigkeit auftretenden Teil einer Böe den Namen „derecho" (gerade) angewendet, um diese Sturmart, die ein Teil, eine lokale Äusserung, einer mit geradliniger Front fortschreitenden Böe oder eines Gewittersturmes bildet, von den Tornados zu unterscheiden, welche Wirbel mit vertikaler Achse sind, wogegen die Sturmfront der Böen der Hauptsache nach eine Art Wirbel mit horizontaler Achse vorstellt. Während für die Tornados der elefantenrüsselartige Wolkentrichter charakteristisch ist, ist für die Böe der bogenförmig am Horizont heraufziehende Wolkenwulst bezeichnend, die Böenwolke, s. Fig. 96 S. 676 (englisch arched squall).

[2]) Es existieren zahlreiche eingehende Beschreibungen und Untersuchungen einzelner Tornados. Hier mag neben den Berichten in den meteorologischen Zeitschriften nur verwiesen werden auf die grössere Abhandlung von Wm. M. Davis und Helm Clayton: The Lawrence Tornado July 26, 1890. Investigations of the New Eng. Met. S. for the year 1890. Cambridge 1892 (Harvard Observ.). — J. P. Finley, Report of the Tornados of May 29 and 30 1879. Prof. Papers Signal Service Nr. 4. Washington 1881. — Report of the Tornado of Aug. 28 1884, near Huron, Dakota. Sam. W. Glenn, Sig. Service. Notes XIX. Washington 1885. — J. P. Finley, Report on the Character of six hundred Tornadoes. Prof. Papers Sign. Serv. Nr. VII. Washington 1884. — J. P. Finley, Tornadoes. New York 1887.

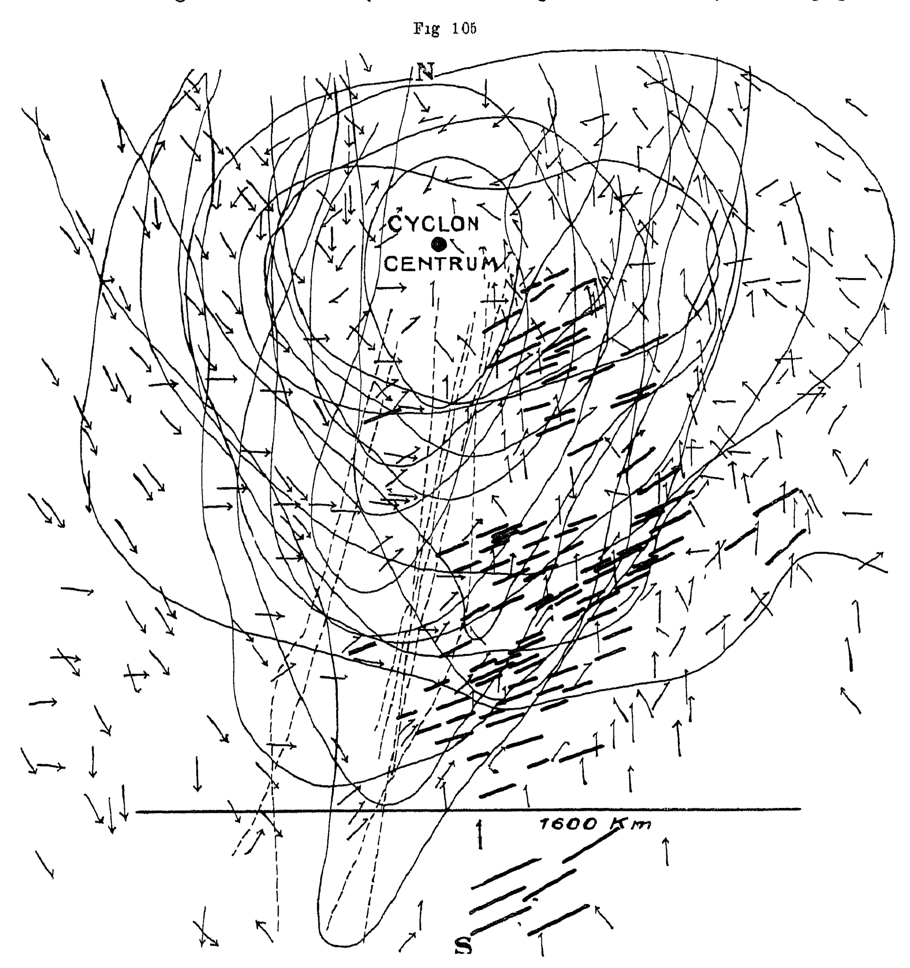
[3]) Aber nicht im Sinne von Faye; die Luft steigt nicht herab, sondern die saugende Wirkung des Wirbels erstreckt sich allmählich herab bis zur Erde, die damit verbundene Wolkenbildung lässt den Wolkentrichter scheinbar herabsteigen.

[4]) Vom 29. und 30. Mai 1879 beschreibt Finley 13 Tornados, die in Kansas, Nebraska und Missouri zwischen 38 und 41° nördl. Br. und 94—98° westl. L. aufgetreten sind.

Seiten auseinander fallen. Die Wirkungen des Wirbels gehen aber nach aufwärts, wie die Zerstörungen beweisen. Die Gegenstände werden in die Luft gehoben, weit fortgetragen und dann erst fallen gelassen. Ganze Häuser (wohl Blockhäuser) sind schon samt den Bewohnern in die Höhe gehoben worden.

Die Witterungslagen, unter welchen sich die Tornados bilden, sind folgende: Eine Area niedrigen Luftdruckes (nicht notwendig ein Sturmfeld) rückt gegen das

Fig. 105.

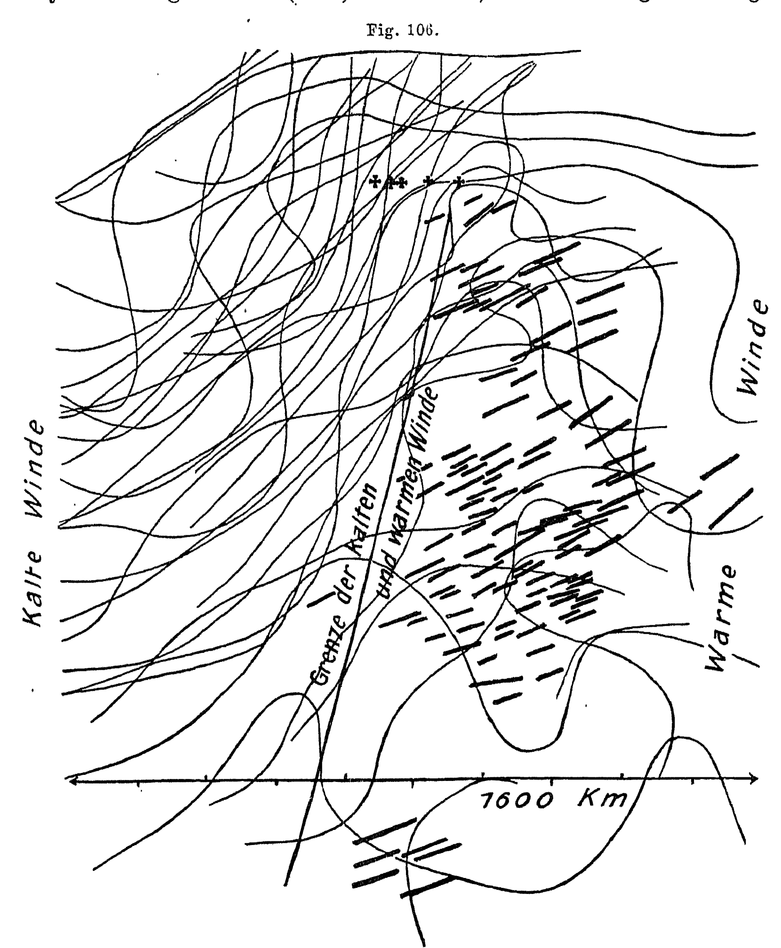


Beziehung der Tornados zu den Cyklonen nach Davies.

untere Mississippithal vor. Diese Area oder der Trog niedrigen Luftdruckes hat die Form einer von SW nach NE gestreckten Ellipse, etwa zwischen dem nördlichen Texas und den oberen Seen. Warme und kalte Luftströmungen setzen sich deshalb von Süden und Norden her gegen dieselbe in Bewegung, welche, wenn die Area oder der Trog niedrigen Luftdruckes eine Weile ziemlich stationär bleibt, von weit her kommen, einerseits von Britisch-Nordamerika, andererseits vom Golf von Mexiko. Dies giebt Veranlassung zu grossen Kontrasten von Temperatur und Feuchtigkeit zu beiden Seiten der Barometerdepression.

Auf der SE-Seite einer solchen Barometerdepression entstehen nun fast alle Tornados. Die vorstehende Fig. 105 stellt die örtlichen Beziehungen zwischen dem Auftreten derselben und der Lage eines Zentrums niedrigen Druckes, sowie die vorherrschenden Winde nach Davis vor. Vier Barometerminima sind mit ihren Zentren übereinander gelegt gedacht und desgleichen die sie umgebenden Winde und die jene Cyklonen begleitenden (100) Tornados.[1]) Auf der folgenden Fig. 106 sind

Fig. 106.



Beziehung der Tornados zur Temperaturverteilung nach Davies.

auch die entsprechenden Isothermen reproduziert. Das Ergebnis des letzteren ist, dass die Gebiete der kalten und warmen Winde ganz nahe beieinander liegen und scharf gegeneinander abgegrenzt sind. Die NW- oder W-Winde behalten längs der Trennungslinie (die von SSW nach NNE verläuft) ihre Richtung bei und ebenso ihre niedrige Temperatur bis ganz nahe zur Grenze. Bei deren Überschreitung nach Ost trifft man plötzlich auf die südlichen Winde mit ihrer hohen Temperatur.

[1]) „Composite portraiture.“ Francis Galton hat zuerst, um mittlere Typen zu erhalten, Porträts in analoger Weise übereinander gelegt, übereinander photographiert.

In diesem Grenzgebiete nun, aber noch im Gebiete der warmen Winde, treten die Tornados auf, welche in den Figuren durch dicke Striche, welche zugleich die Richtung des Fortschreitens derselben andeuten, angegeben sind. In der Fig 105 sieht man, dass die Tornados sämtlich auf der Sudostseite der Barometerdepressionen auftreten, die Mehrzahl in ca 1000 km vom Zentrum.[1])

Nun weiss man, dass die Windrichtungen in den hoheren Niveaus zur Rechten von den Unterwinden abweichen, dass also uber S-Winden unten, oben SW- und noch hoher W-Winde zu erwarten sind Es werden demnach uber den warmen S-Winden im SE Quadranten einer Cyklone, hoher oben kalte W-Winde, die weit her aus dem Norden kommen, zu erwarten sein. Hier konnen sich demnach am leichtesten, besonders in den Vereinigten Staaten, labile Gleichgewichtszustande einstellen. Hier muss man die Tornados erwarten, und in der That sind sie hier zu finden, und zwar in keinem anderen Sektor der Cyklone Die Art ihrer Entstehung schreitet uber das Land mit der gleichen Geschwindigkeit wie die Cyklone selbst fort Gewitter und Windstosse, nicht heftig genug um Tornados genannt zu werden, aber heftiger als die gewohnlichen Cyklonenwinde, werden aus dem gleichen Sektor berichtet und konnen als kleine unvollstandig entwickelte Tornados betrachtet werden Dass es zur Bildung wirklicher Tornados kommt, dazu scheinen besonders grosse Temperaturgegensatze und eine besondere gegenseitige Annaherung derselben notig zu sein, wie sie nur zuweilen in den amerikanischen Cyklonen erreicht werden.[2])

Mit dieser Darstellung stimmt uberein, dass die Tornados besonders haufig in den Vereinigten Staaten auftreten, wo die Temperaturgegensatze zwischen der Vorder- und Ruckseite einer Cyklone von ausserordentlicher Scharfe sind[3]), dagegen selten in Europa, wo diese Temperaturunterschiede sehr mässig sind, ausgenommen zuweilen im Sommer. In der Union sind die Tornados wieder am häufigsten in den mittleren Staaten zwischen den Appalachen und dem Felsengebirge, wo die nördlichen kalten Winde vom britischen Amerika einerseits und die uberaus warmen und feuchten Winde vom Golf von Mexiko anderseits auf den weiten Ebenen den freiesten Spielraum haben Auch die grosse Geschwindigkeit der oberen Luftströmungen in der Cirrusregion in Nordamerika wird das ihrige dazu beitragen, die Temperaturgegensatze rascher auf einander wirken zu lassen

Finley meint wohl mit Recht, dass, wenn eine Barriere, ein Gebirgszug quer durch die mittleren Ebenen verliefe, die Tornados seltener werden durften Sie fehlen in der That fast ganz im Gebiet der Appalachen Finley hat die Tornados, von denen aus den Jahren zwischen 1794 und 1881 Berichte vorliegen, in eine Karte eingetragen und auch Linien gleicher Tornadohaufigkeit entworfen Am meisten werden von Tornados heimgesucht die Staaten Missouri, Kansas, Georgia, Illinois, Jowa, Alabama, Ohio, Indiana, Minnesota, Texas, Michigan, viel seltener sind sie in den ostlichen Staaten, sie fehlen fast ganz in den Appalachen und im Felsengebirge.

Die mittleren Haufigkeiten pro Jahr auf je 10 000 engl Quadratmeilen sind: Kansas 0·67, Missouri 0 52, Jowa 0·49, Nebraska 0·43, Indiana 0 36, Massachusetts 0 35, Alabama 0·32, Minnesota 0 29, Maryland, Ohio, 0 27, Dakota, Loui-

---

1) Die feinen Linien in Fig 105 entsprechen den Isobaren

2) Wm M Davis, The Relation of Tornados to cyclones American Met Journ. B I. 1884, pag. 121 Derselbe Ferrels Convectional Theory of Tornados. American Met Journ. Vol VI Dec 1889 Jan. und Febr. 1890

3) S S 528 — H. Hazen bestreitet diese Ansicht. American Journ of Science Vol XXVIII 1884. pag 181 Er legt besonders Gewicht darauf, dass Gewitter und Hagel stets bei oder in der Nachbarschaft von Tornados auftreten

siana 0·26, Wisconsin 0·25; dagegen: Colorado 0·04, Kentucky 0·08, Maine 0·09, N-Hampshire 0·01, Vermont 0·07, Virginia 0·07, Tennessee, Texas 0·08.

Jährliche Periode der Tornados in Tausendteilen der Summe.

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
12*	50	84	172	**186**	157	127	81	63	23	30	15	1816

Die Tornados sind also wie die Hagelwetter im Frühsommer am häufigsten. In den nördlichen Staaten verlegt sich das Maximum mehr auf den Sommer. A. Henry sagt darüber, sowie über das verschiedene Aussehen der Tornadowolke[1]).

Das Aussehen der Tornadowolke variiert einigermassen nach der Lokalität und wahrscheinlich mit dem Feuchtigkeitsgehalt der Luft. In den Dakotas, Nebraska, Kansas und Oklahoma kann man den Wolkenschlauch meilenweit über die Prärien dahinziehen sehen, er ist scharf begrenzt und von deutlicher Form, und zeigt in der Nähe die Eigenschaften eines ausgebildeten Wirbelwindes. In den Golfstaaten und den feuchten Gegenden der atlantischen Küste tritt die Schlauchwolke nicht so gut definiert auf und sie kann sogar bei heftigen Tornados fehlen.

Die Listen und Karten zeigen im allgemeinen, dass in den Wintermonaten Tornados bloss in den Golfstaaten auftreten, mit der zunehmenden Erwärmung der Thäler und der Ebenen des Innern werden sie auch im Norden häufiger bis zum Monat Juni, wo wir die grösste Häufigkeit in Nebraska, S. Dakota, Jowa, Minnesota vorfinden. Der nördliche Teil von N. Dakota, ein Teil des nördlichen Minnesota und Wisconsin sind gänzlich frei von Tornados, aber in den Gebieten südlich bis zum Golf und östlich bis zur atlantischen Küste ist man mehr oder weniger den Tornados ausgesetzt. Es giebt aber auch Gebiete, die nie einen Tornado erlebten und möglicherweise nie erleben werden.

Die tägliche Periode der Tornados habe ich aus den von Finley für die einzelnen Staaten nach Monaten mitgeteilten Zahlen berechnet.[2])

Tägliche Periode der Häufigkeit der Tornados in Tausendteilen der Summe (1182).

Mittn.—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mittg.	—2	2—4	4—6	6—8	8—10	10—Mittn.
17	16	9	8*	18	51	91	216	**288**	152	82	52

Die grösste Zahl der Tornados tritt zwischen 4^h und 6^h nachmittags auf (spezieller noch von $4-5^h$ mit 154, oder von $3-5^h$ mit 294 pro Mille), die kleinste Zahl zwischen $6-8^h$ vormittags (spezieller $7-9^h$ mit 6 pro Mille).

Finley sagt: Die Zeit ihrer grössten Häufigkeit (des Entstehens) ist zwischen $3-4^h$ p m. Ein Tornado beginnt selten nach 6^h, aber ein Tornado, der um 5^h begonnen hat, kann seine Heftigkeit bis nahe 8^h behalten, aber seine Entwickelung findet selten nach 5^h statt.[2])

Nach obigen Zahlen entfallen auf $2-8^h$ am bloss 3 Proz., $8-2^h$ nachmittags 16, $2-8^h$ abends **66** und auf 8^h abends bis 2^h morgens 15 Proz. aller Tornados — oder von Mitternacht bis Mittag treten 12 Proz. ein, von Mittag bis Mitternacht 88 Proz.

Einen Vergleich mit der täglichen Periode der Hagelwetter und Gewitter in Mitteleuropa gestatten folgende Zahlen:

Vergleich der täglichen Periode der Tornados, Hagelwetter und Gewitter. Prozente.

	Mittn.—6 h	6—Mittg.	Mittg.—6 h	6—Mittn.	pro Stunde Maximum	pro Stunde Minimum
Tornados	4	8	60	28	15·4	0·3
Hagelwetter	4	7	67	22	14·3	0·3
Gewitter	9	9	53	29	11·7	0·9

[1]) A. Henry, Report Chief Weather Bureau 1895/96.

[2]) Finley, Tornadoes. Table Nr. 23. pag. 139—144.

[3]) Es kommen aber doch auch Tornados bei Nacht vor. Bei dem nächtlichen Tornado vom 11. Januar 1885 wurde ein ungewöhnliches elektrisches Glimmlicht und elektrische Entladungen beobachtet. American Met. Journ. II. pag. 43.

Die tagliche Periode der Tornados in Nordamerika zwischen 30 und 45° nordl Br stimmt fast vollkommen uberein mit der taglichen Periode der Hagelwetter in Mitteleuropa unter 47° N, nur das Abendmaximum ist grosser bei den Tornados und stimmt besser mit jenem der Gewitter überein Die Extreme und die Amplitude der Tagesperiode aber stimmen vollig mit jener der Hagelwetter Die jahrliche und tagliche Periode der Gewitter, Hagelwetter und Tornados spricht entschieden dafur, dass zwischen diesen Phanomenen nur ein gradueller Unterschied besteht

Von den Wirkungen der Tornados mag folgender Auszug aus einer Beschreibung des Kirksvill-Tornado (Missouri) im April 1899 von John R Musick eine Vorstellung geben „Beim Eintritt des Sturmes flogen Thore, Dacher und selbst ganze Hauser schwebend und wirbelnd zu einer Hohe von 3—400 Fuss (100—130 m) Ich sah das Rad eines Wagens und die Korper von zwei Personen in die Sturmwolke hinaufliegen Ein Haus wurde 100 Fuss (30 m) gehoben, wo es in tausend Stucke gleichsam explodierte, die sich mit den anderen Resten in der Luft wirbelnd mengten Drei Personen wurden von dem Sturm erfasst, in die Luft gefuhrt und 400 m weiter weg langsam und noch lebend fallen gelassen Pferde und andere Tiere wurden vom Sturme auf weite Strecken weggetragen, ein Pferd uber 3 km weit, blieb aber trotzdem am Leben Grosse Baume wurden mit den Wurzeln aus der Erde gerissen Die Erde sah aus wie nach einer Dynamitexplosion" (Nature Aug 3 1899)

Wm Ferrel fuhrt eine grosse Reihe von wahrhaft erstaunlichen Beispielen der ungeheueren zerstorenden Kraft der Tornados an [1]) Er berechnet die Windgeschwindigkeit in einem Tornadowirbel unter gewissen Voraussetzungen zu 140 m pro Sekunde in 21 m Distanz vom Zentrum (Treatise pag 234) Die mittlere Breite der Zerstorungsbahn ist etwa 300 m Die Kraft eines Tornado kann enorm sein, wahrend in kurzer Entfernung von der Zerstorungsbahn kaum ein lebhafter Wind herrscht (s Fig 108) Die kleinsten Gegenstande bleiben da ungestort, obgleich in wenigen Yards Entfernung die grossten und starksten Gebaude in Trummer gehen Die Verteilung der Trummer und Reste liefert unzweifelhafte Nachweise dafur, dass in den Tornados eine Drehung von rechts nach links (wie in den Cyklonen) stattfindet [2]), und die Kraft der Zerstorung wachst von der Peripherie zum Zentrum (Finley)

Die Fig 106 und 107 sind nach den Beobachtungen bei dem Delphos-Tornado Mai 1879 gezeichnet Anderthalb Kilometer vom Flusse und ca 5 km sudostlich von Delphos stand das Haus von Mc Laren, von dem die Zeichnungen und eine Beschreibung des Tornado herruhren Das Wetter war warm und druckend bei SE-Wind, der schon einige Tage anhielt Der Boden war sehr trocken, da seit einigen Wochen kein Regen gefallen war Um 2 h nachmittags erschienen plotzlich dunkle drohende Wolken in W, es fiel leichter Regen bei SE, dann Hagel bis zu 9 cm Umfang, Gewicht 100 Gramm und daruber Hierauf nahm die Wolke in SW die Form von Fig 107, I an, sie bewegte sich sehr rasch nach NE und schien in gewaltiger Bewegung Die zapfenartigen Bildungen anderten bestandig ihre Zahl und Gestalt, es sah aus wie eine Feerie Schliesslich schien eine derselben sich auszudehnen und sich stetiger nach abwarts zu entwickeln wie die anderen, und absorbierte dieselben gleichsam Nun bewegte sich der Wolkentrichter heran, zunehmend an Grosse, sich rapid von rechts nach links drehend, steigend und fallend und dabei von einer Seite zur anderen schwingend (Fig 107, II) In einer Entfernung von 5—6 km konnte man ein furchtbares Getose vernehmen, das den Mutigsten Schrecken einflosste Zu dieser Zeit schatzte Mc Laren, dass die Wolke, von welcher der Trichter herabhing, 45° des Horizontes einnahm, und die Hohe des Wolkentrichters zu 150 m (Fig 107, III) Als der Sturm den Fluss uberschritt, stieg von der Erde eine andere trichterformige Wolke auf, aus Schlamm, Fragmenten und Wasser bestehend und vereinigte sich mit dem Wolkentrichter (Fig 107, IV) — Die Geschwindigkeit des Fortschreitens war 48 km pro Stunde — Vor und wahrend des Vorüberganges der Tornadowolke war die Luft sehr druckend, 10 Minuten später war der Wind NW und es wurde so kalt, dass Uberkleider notig wurden

Die Tornadowolke und ihre Wirkungen schildert Finley wie folgt:

Die Tornadowolke wird von den Beobachtern in der Mehrzahl der Falle als ein aufrechter Trichter beschrieben Wenn die Spitze der Trichterwolke die Erde erreicht, erzeugt die Heftigkeit des Wirbels eine kräftige Saugwirkung uber einem kleinen Teil der Bodenflache, uber welcher sich dann infolgedessen eine eigentumliche Wolke von Staub und kleineren Bruchstucken bildet, die einem umgekehrten Trichter gleicht

Die Tornadowolke bekommt derart zwei Kopfe (Enden), einen unteren an der Erdoberflache, einen oberen in den Wolken Die beiden Trichterwolken vereinigen sich in der Mitte in der Luft, indem die beiden Kegel mit ihren verjungten Enden in Verbindung treten Mit anderen Worten, die Wolke nimmt die Form eines Stundenglases an Die ausserordentliche Heftigkeit und die entsetzliche Kraft der Tornadowolke treten nun in volle Wirksamkeit und nichts ist imstande, der schauer-

[1]) W. Ferrel, A popular treatise on the Winds New York 1889 pag 381—390 Ebenso Recent Advances in Meteorology Washington 1886. Report Signal Service 1885 Part II pag 287 etc

[2]) S auch H P Mills, Evidence of vorticular motion in the Lawrence Tornado Annals Harvard Observ XXXI Part I Cambridge 1892 pag 153 etc, mit Abbildungen

lichen Gewalt zu widerstehen, mit der sie fortschreitet. Diese letzte und furchtbarste Form der Tornadowolke ist glücklicherweise nicht eine konstante Begleitung der Erscheinung.

Die Tornadowolke ändert sich beständig von der Form eines Stundenglases zu der eines aufrechten Trichters oder zu den Zwischenformen. Finley sagt, dass er nach den Beschreibungen 25

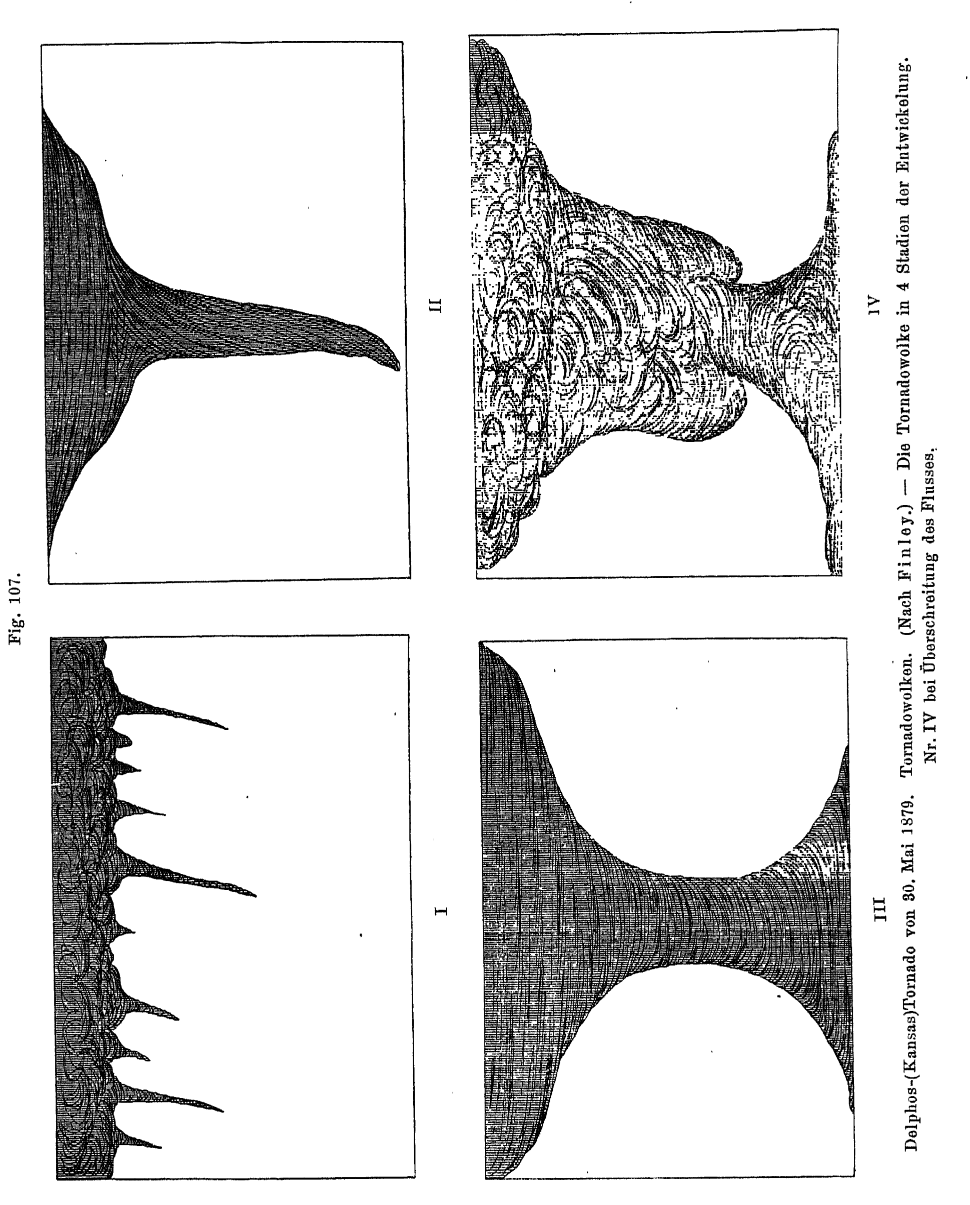


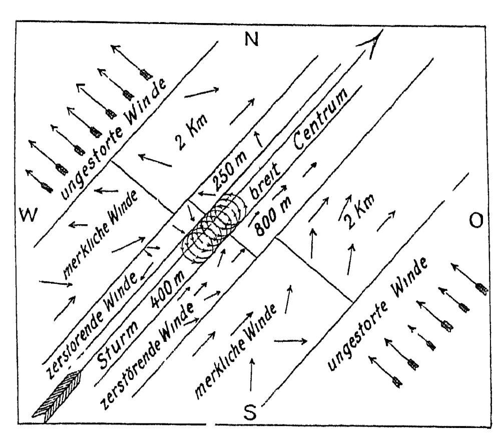
Fig. 107.

Delphos-(Kansas)Tornado von 30. Mai 1879. Tornadowolken. (Nach Finley.) — Die Tornadowolke in 4 Stadien der Entwickelung. Nr. IV bei Überschreitung des Flusses.

bis 30 Modifikationen habe unterscheiden können. Die vier Hauptformen der Bewegung sind: 1. Die drehende Bewegung oder Wirbelbewegung, welche stets von rechts nach links gegen den Lauf der Sonne erfolgt. Dieselbe hat weitaus die grösste Geschwindigkeit und Heftigkeit. Die Heftigkeit der drehenden Bewegung übertrifft beinahe jede Vorstellung. Die Mehrzahl der Beobachtungen und die verlässlichsten Bestimmungen lassen auf eine Geschwindigkeit von 45—250 m pro Sekunde

schliessen, aber selbst 450 m haben sich ergeben. Von der Wirbelbewegung der Tornadowolke werden die Gegenstande nach einwarts gegen das Zentrum des Sturmes gefuhrt und dann mit grosser Gewalt in spiralformiger Bewegung aufwarts gehoben, wobei sie zertrummert und in Fragmente zerrieben werden, Hauser, Baume, und was immer in die Bahn des Tornados zu liegen kommt. Die Trummer werden in dem zentralen Wirbel gegen das obere Ende der Tornadowolke gehoben und, sowie sie ausserhalb desselben gelangen, zur Erde fallen gelassen. 2. Die fortschreitende Bewegung des Tornado ist stets viel kleiner als die Rotationsbewegung und sehr variabel. Die Bestimmung derselben ist schwierig, die Extreme scheinen bei 10 und 30 m pro Sekunde zu liegen, die mittlere Geschwindigkeit ist wahrscheinlich 18 m pro Sekunde. 3. Die steigende und fallende Bewegung der Tornadowolke, von welcher merkwurdige Schilderungen vorliegen. Die Tornadowolke erhebt sich zuweilen uber die Erde, senkt sich dann in der Entfernung von mehreren Kilometern wieder herab, so dass sie gelegentlich 30—50 km unbehelligt lasst. Haufiger aber haben diese Lucken in der Zerstorungsbahn nur eine Länge von $1^1/_2$ bis 8 km. Wahrend die Tornadowolke in der Hohe der Atmosphäre fortschreitet, reicht sie bisweilen gerade nur bis zu den Gipfeln der Baume oder bis zu den Dachern der Hauser herab, nimmt Schornsteine oder Teile der Dacher mit, die Flugel eines Windmotors etc. Zuweilen bleibt sie in vollkommen unschadlicher Entfernung vom Erdboden während ihres ganzen Laufes, und bewegt sich in Form eines ungeheuren Ballons durch die Atmosphare, fur welchen sie auch schon gehalten worden ist, bis die Kunde von anderwartigen Zerstorungen und der furchterlichen Kraft dieses nun lautlos dahinziehenden Ungeheuers das Geheimnis der Erscheinung aufklarte. Zuweilen verschwindet die Tornadowolke auch zwischen dem umgebenden Gewolk und erscheint dann plotzlich wieder unterhalb desselben oder an der Erdoberflache selbst. 4. Die Zickzackbewegung oder die schwingende Bewegung zu beiden Seiten der zentralen Tornadobahn. Dieselbe tritt meist dann ein, wenn die Tornadowolke die Erde beruhrt, also die herabsteigende Bewegung ausfuhrt. Zuerst schwingt sie stets nach links (NNE) und dann nach rechts (ESE) und bildet einen stumpfen Winkel auf der Nordseite der grossen Achse der Bewegung, und dann ebenso auf der Sudseite. Diese Bewegung kann mehrere (englische) Meilen weithin fortdauern, zuweilen aber hort sie schon nach den ersten Schwingungen wieder auf. Die Schwingungsweite, d. i. die Abweichung von der mittleren Bahnlinie nach Nord oder Sud hin, unterliegt betrachtlichen Verschiedenheiten, sie kann von 40—50 m bis zu 200—250 m betragen. Wahrend die Tornadowolke diese Zickzackbewegungen ausfuhrt, geschieht es sehr haufig, dass sie bloss uber die Erde hingleitet, ohne ihre furchterliche Kraft zu entfalten.

Fig. 108.



Delphos-(Kansas)Tornado vom 30. Mai 1879. Tornadobahn. (Nach Finley.)

Um vor der unwiderstehlichen Kraft dieser Luftwirbel wenigstens das Leben retten zu konnen, baut man in den Staaten, wo die Tornados haufiger auftreten, bei den Hausern sog. Tornadokeller, in welche man sich beim Herannahen dieser atmospharischen Ungeheuer fluchten kann. Finleys kleines Buch uber die Tornados enthalt die preisgekronten Pläne eines „Tornadokellers".

Nach den Erfahrungen von ca. 25 Jahren kann man etwa auf 3 grosse zerstorende Tornados pro Jahr in den Vereinigten Staaten rechnen. Der durchschnittliche materielle jahrliche Schaden durch Tornados zwischen 1889—1896 betrug rund 3 Millionen Dollar. Der St. Louis-Tornado vom 27. Mai 1896 verursachte aber allein Verluste im Wert von 12 Millionen Dollar, zudem wurden 306 Personen getotet.

Die Luftdruckanderungen, welche den Vorubergang eines Tornado begleiten, erstrecken sich nur auf den Bereich desselben selbst und kommen deshalb nur sehr selten zur Messung, resp. zur Registrierung. Das Barometer kann daher auch nicht vor dem Herannahen eines Tornado warnen. Die Druckabnahme dauert so kurz, dass

sie in der Zeichnung nur als eine gerade Linie (nicht als ein Wellenthal oder eine Druckstufe, wie bei einer Böe) erscheint.[1])

Ausserhalb der Vereinigten Staaten kommen derartige zerstörende Wirbelstürme von kleinem Durchmesser glücklicherweise selten vor, doch fehlen sie keineswegs ganz.[2])

Luft- und Wolkenelektrizität.

Der gegenwärtige Stand unserer Kenntnisse über den Zusammenhang der meteorologischen Erscheinungen mit dem elektrischen Zustand und den elektrischen Vorgängen in der Atmosphäre gestattet es noch, ja lässt es sogar passend erscheinen, dieselben einem Schlusskapitel zuzuweisen. Der diesem Buche zugemessene Umfang nötigt überdies, die luftelektrischen Erscheinungen im engeren Sinne nur in gedrängtester Kürze zu behandeln, und die Darstellung fast ganz auf die entsprechende Mitteilung von einigen Beobachtungsergebnissen zu beschränken.

A. Die normale Luftelektrizität. Die Beobachtungen ergaben, dass bei heiterem Wetter und bei Fehlen von Niederschlägen die Luft positiv elektrisch geladen erscheint. Diese positive Luftelektrizität können wir als den normalen Zustand betrachten, da derselbe im Mittel an demselben Orte eine gewisse Konstanz und zeitlich (jährlich, täglich) regelmässige periodische Änderungen aufweist, die auch an verschiedenen Orten eine grosse Übereinstimmung zeigen.

F. Exner hat durch eigene und von ihm angeregte Beobachtungen den Nachweis liefern können, dass das Vorzeichen der atmosphärischen Elektrizität bei normaler Witterung vom Äquator bis zu den Polen hin stets das positive ist, d. i. dass irgend ein Punkt in der Luft stets ein höheres elektrisches Potentiale hat, als die Erdoberfläche.[3])

Der von Exner gelieferte Nachweis der positiven Luftelektrizität auch am

---

[1]) Bei der „Cyklone“ von Paris fiel das Barometer plötzlich von 748 auf 742 mm (Tour S. Jaques, am Bureau Central wurde nur ein kurzes Steigen von 1 mm beobachtet). Die „Cyklone“ hatte ca. 100 m Durchmesser und die Bahn liess sich 7 km in der Richtung NNE verfolgen. Es herrschte Regenwetter. Man vergl. die Barometerkurve der Trombe zu Bukarest in Ciel et Terre. VII. Jahrgang, 15. Juli 1886. pag. 235.

[2]) Der Tornado bei Novska in Kroatien, den A. Mohorovičič beschrieben hat (Agram 1894), trat mit allen Kennzeichen eines solchen auf, auch mit einer Schlauchwolke, oben breit, unten schmal schlangenförmig. Für den niedrigen Luftdruck im Innern werden Beobachtungen beigebracht. Thüren konnten nicht geöffnet werden, gingen aber nachher wie von selbst auf etc. Auch die Zerstörungen konnten sich mit jenen von amerikanischen Tornados messen.

[3]) Da die Bezeichnung „elektrische Spannung“ mehrdeutig ist und zu Missverständnissen führen kann, soll sie, obgleich scheinbar leichter verständlich, hier vermieden werden. Indem wir im allgemeinen in theoretischer Beziehung auf die Lehrbücher der Physik verweisen müssen, sollen doch einige Erläuterungen Platz finden.

Das elektrische Potential V an einem Punkt der Erdoberfläche ist die Arbeit, welche von der elektrischen Kraft auf die Einheit der positiven Elektrizität geleistet würde beim Übergang von diesem Punkt zur Erdoberfläche, wenn man das Potential der letzteren gleich Null annimmt oder mit Differenzen der Potentiale rechnet. Nur diese können wir direkt messen. Die elektrische Dichte an einem Punkte in der Luft ist die Quantität der Elektrizität pro Volumeinheit, mit welcher die Luft an diesem Punkte geladen ist. Die elektrische Kraft an dem Punkte ist die Kraft, welche auf die Einheit der positiven Elektrizität in Wirksamkeit treten würde, wenn dieselbe an den Punkt gebracht würde.

Der Ausdruck für das Potentialgefälle ist $\frac{dV}{dn}$, dn Änderung der Entfernung in der Normalen. Bezeichnen wir mit μ die Dichte der Elektrizität, so besteht die Relation $\mu = -\frac{1}{4\pi}\frac{dV}{dn}$.

dV/dn wird in Volt pro Meter ausgedrückt. 1 Volt = ca. 0,0033 absolute elektrostatische Einheiten.

Äquator ist deshalb von besonderer Wichtigkeit, weil die Edlundsche Theorie der Luftelektrizität für den Äquator negative Elektrizität verlangen würde.

Bei normalem Wetter und Ausschluss lokaler Einflüsse, wie Rauch, Staub, Wasserstaub, wird, man kann sagen niemals, negative Luftelektrizität beobachtet. Bei heftigen Winden, welche die Atmosphäre mit Staub erfüllen, kann aber starke negative Luftelektrizität beobachtet werden[1]), ebenso in der Nähe von Wasserfällen (wofür Lenard die Erklärung geliefert hat. Zerstäubendes Salzwasser liefert aber positive Elektrizität, wie man am Ufer des Meeres beobachten kann).

Findet man bei trockenem Wetter negative Luftelektrizität, so darf man sicher sein, dass in der Nähe Niederschläge eingetreten sind. Palmieri hat seine reichen Erfahrungen in dem Satz zusammengefasst: „Wenn man negative Luftelektrizität beobachtet, so müssen entweder am Beobachtungsorte selbst oder in seiner Nähe Niederschläge erfolgen.“ Eine Umkehrung des Satzes ist aber nicht erlaubt.

Bewölkung allein bedingt aber noch keine negative Luftelektrizität. Für die Abhängigkeit der Grösse des positiven Potentials von der Bewölkung fand Whipple folgende Zahlen:

Bewölkung	0—2	3—4	5—6	7—8	9—10
Positive Elektrizität (Volt)	142	92	97	84	66

Bei Nebel beobachtet man starke positive Elektrizität.

Dellmann und Wislicenus schliessen aus ihren Messungen, dass „die Luftelektrizität eines Ortes (d. i. das Jahresmittel derselben) eine konstante Grösse ist.“

Über die geographische Verteilung des luftelektrischen Potentials wissen wir noch wenig. Die Vergleichbarkeit der Messungen lässt fast alles zu wünschen übrig, wofür noch Gründe angegeben werden. In den Polargegenden ist es meist überhaupt nicht gelungen, den Betrag der Luftelektrizität zu messen.

Änderung mit der Höhe. Das elektrische Potential nimmt an der Erdoberfläche im allgemeinen mit der Höhe zu. Man muss aber dabei unterscheiden zwischen den Änderungen über einer Ebene (wie sie bis zu grösseren Höhen nur im Ballon beobachtet werden kann) und der Zunahme auf Bergen. Auf Bergspitzen ist dieselbe sehr beträchtlich. F. Exner fand an einem ganz heiteren Tage auf dem Schafberggipfel das Potentialgefälle zu 2000 Volt pro Meter, während dasselbe gleichzeitig in der Ebene bloss 100 Volt pro Meter betrug. Der für eine freie Erhebung berechnete Wert wäre nur ca. 730. Der Grund der starken Zunahme des Potentialgefälles auf Erhebungen an der Erdoberfläche (Türmen, Hügeln, Bergen) liegt in der Zusammendrängung der Flächen gleichen Potentials über denselben. Während diese Niveauflächen über der Ebene horizontal verlaufen, erfahren sie an den Unebenheiten Störungen, namentlich an Kanten und Spitzen. Die folgende Fig. 109 giebt eine Vorstellung davon.

Exner hat Messungen über einer Thalsohle und in Abständen längs einer 200 m hohen senkrechten Felswand angestellt, von denen wir folgende Ergebnisse anführen.

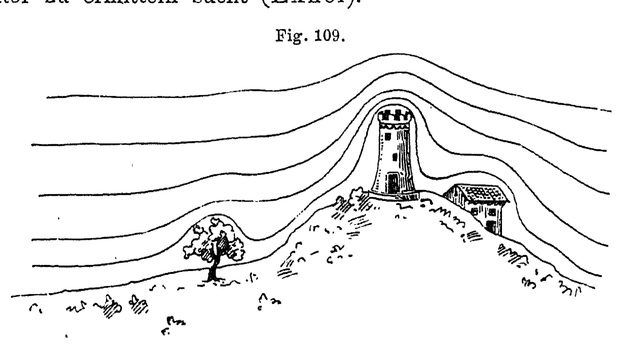
	Über der Ebene			In 35 m Abstand von einer Felswand			In 100 m Abstand von einer Felswand		
Höhe in Meter	25	30	40	25	30	40	25	30	40
Potential (Volt)	170	200	280	70	80	80	150	200	230

[1]) W. von Siemens hat bekanntlich auf einer der Pyramiden in Ägypten bei einem Sandsturm eine improvisierte Leidener Flasche mittelst dieser negativen Luftelektrizität laden können. Pogg. Annalen CIX. S. 355. Lebenserinnerungen S. 142. — In Wien, altes Observatorium Favoritenstrasse, beobachtete ich selbst zuweilen bei Staubstürmen negative Elektrizität.

Die Niveauflächen nähern sich in der Nähe der Felswand der Vertikalen und das Potentialgefälle nimmt mit der Höhe ab, auch noch in grösserer Distanz. Über dem Thale war dV/dh = 68 V/m, auf dem Gipfel des Schafberges aber 318 V/m. Exner fand, dass in der Mitte eines runden Plateaus, dessen Durchmesser das Fünffache der Höhe ist, dasselbe Potentialgefälle herrscht wie in der Ebene.[1])

Wegen dieser Deformationen der Niveauflächen des elektrischen Potentials sind die luftelektrischen Beobachtungen, wenn sie nicht auf freiem Felde angestellt worden sind, nicht vergleichbar. Denn in unmittelbarer Nähe von Gebäuden muss das Potentialgefälle viel kleiner sein, als das normale über dem flachen Felde, auf Türmen aber viel grösser. Die Beobachtungsergebnisse sollten deshalb stets auf das freie Feld reduziert werden, indem man durch vergleichende Beobachtungen den Reduktionsfaktor zu ermitteln sucht (Exner).

Fig. 109.



Schematische Darstellung der durch Unebenheiten der Erdoberfläche gestörten Niveauflächen des luftelektrischen Potentials. (Nach Angot.)

Wenn auch die absoluten Werte des elektrischen Potentials auf diese Weise durch die Örtlichkeit beeinflusst werden, so scheint doch die Form des täglichen und jährlichen Ganges nicht wesentlich gestört zu werden, nur die Amplituden werden vergrössert oder verkleinert.[2])

Die Beobachtungen im Ballon ergaben, dass in der freien Atmosphäre das Potentialgefälle mit der Höhe abnimmt

In Höhen zwischen 4 und 5 km scheint dasselbe bis auf Null abzunehmen. Dies ergaben namentlich die Beobachtungen von Börnstein, Baschin und von G. le Cadet. Letzterer fand bei einer Ballonfahrt (am 11. September 1897) das Potentialgefälle in 4000 m Seehöhe + 13·4, in 1150 m + 42·6, während dasselbe am Erdboden + 150 Volt pro Meter war. Börnstein und Baschin fanden über 3000 m kein messbares Gefälle vor.

In geringeren Höhen bis zu 300 m hinauf (und darüber) kann allerdings eine, oft starke Zunahme beobachtet werden. L. Weber fand einmal in 350 m ein sechsmal grösseres Potentialgefälle als an der Erdoberfläche. Staub und Nebel in den unteren, Wolken in den höheren Luftschichten stören die regelmässigen Änderungen.

Beziehungen zwischen dem Potentialgefälle und den meteorologischen Elementen. F. Exner hat, ausgehend von gewissen theoretischen Vor-

[1]) Näheres darüber s. H. Benndorf, Über die Störungen des normalen atmosphärischen Potentialgefälles durch Bodenerhebungen. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. CIX. Juli 1900. S. 923.

[2]) Die Untersuchungen von C. Chree, Observ. on atmosph. Electricity at the Kew Observ. Proc. R. Soc. Vol LX. 1896. pag. 96, ergaben, dass die Ermittelung eines Reduktionsfaktors auf das freie Feld auch für die jährliche und tägliche Periode zulässig erscheint. S. dagegen später Chauveaux.

stellungen, die später mitgeteilt werden, eine engere Beziehung zwischen dem absoluten Wasserdampfgehalt der Atmosphäre und dem Betrage der positiven Luftelektrizität (bei heiterem Wetter) aufgestellt, die er durch zahlreiche Beobachtungen in verschiedenen Klimaten stützen konnte und die auch von anderen Beobachtern mehr oder weniger bestätigt worden ist. Exner fand, dass zu allen Jahreszeiten das Potentialgefälle in der Nähe der Erdoberfläche mit Zunahme des Dampfdruckes abnimmt und zwar in ganz gesetzmässiger Weise.

Bezeichnet man mit e den beobachteten Dampfdruck, so geben die Beobachtungen die Gleichung:

$$dV/dh = A:(1+ke) = 1410:(1+1{\cdot}15e)$$

$A = 1410$ ist das normale Potentialgefälle für $e = 0$, d. i. für den Fall (nach der Theorie von Exner), dass die ganze Ladung der Erde sich auf deren Oberfläche und kein Bruchteil derselben sich in der Luft befindet[1]).

Die angeführte empirische Formel von F. Exner kann auch unabhängig von theoretischen Vorstellungen als Repräsentant einer grossen Anzahl von Beobachtungsergebnissen festgehalten werden. Die Abhängigkeit der Potentialdifferenz vom Dampfdruck kann aber auch nur eine scheinbare sein. Die Beobachtungen von Elster und Geitel haben auch die Möglichkeit einer Abhängigkeit von der Intensität der ultravioletten Sonnenstrahlung dargethan. Da aber diese ebenfalls mit dem Dampfdruck im umgekehrten Verhältnis sich ändert, so würde dadurch die Giltigkeit der Formel von Exner nicht beeinträchtigt werden. Braun und Gockel glauben eine engere Beziehung des Potentialgefälles mit der Temperatur konstatieren zu können. Da der Dampfdruck im allgemeinen mit der Temperatur steigt, so ist die Trennung der beiden Einflüsse schwierig[2]). Ein Einfluss der relativen Feuchtigkeit konnte nicht gefunden werden.

Nebel oder allgemeiner Dunst, verringerte Durchsichtigkeit der Luft erhöhen das Potentialgefälle. Elster und Geitel fanden folgende Beziehung zwischen der Durchsichtigkeit der Luft und der Grösse des Potentialgefälles. Nimmt man als Mass der Trübung den hundertfachen reziproken Wert der Distanz in Kilometern, auf welche hin ein Gegenstand sichtbar blieb, so ergab sich:

Mass der Trübung	149	57	19	6
dV/dh	378	298	122	141

---

[1]) Die Kenntnis der Grösse A gestattet auch, die Gesamtladung der Erde, sowie ihr absolutes elektrisches Potential zu berechnen. Die mittlere Dichte μ der negativen Elektrizität ist $= \frac{1}{4\pi}\frac{dV}{dh} = -\frac{14{\cdot}1}{4\pi} = 1{\cdot}12$ Volt oder 0·0037 absolute elektrostatische Einheiten ($A = 14{\cdot}1$ gesetzt, wenn der Centimeter Längeneinheit). Die Gesamtladung der Erde M ist dann $-4R^2\pi\mu = AR^2 = -57{\cdot}4 \times 10^{16}$ Volt oder $1{\cdot}9 \times 10^{16}$ absolute Einheiten, das Potential $V = \frac{dv}{dh}R = AR = \frac{M}{R} = -9{\cdot}0 \times 10^{9}$. Dies bezeichnet die Potentialdifferenz zwischen der Erde und einem Punkte im Weltraum unendlich weit von allen elektrischen Massen. Dieser absolute Nullpunkt liegt also bei $+9 \times 10^9$, vom Potential der Erde an gerechnet. Trotz der scheinbar ausserordentlich grossen elektrischen Ladung der Erde ist doch die abstossende Kraft auf die Ladung eines Quadratcentimeters unmessbar klein, nämlich nur $2\pi\mu^2 = 7 \cdot 10^{-8} = 0{\cdot}00007$ Dyn. — Der Wert des Potentials V wird numerisch ein anderer, wenn man in den höheren Schichten der Atmosphäre positive elektrische Massen annimmt, wie dies wahrscheinlich ist, aber die Grössenordnung wird dadurch nicht merklich geändert.

[2]) Die Messungen von Gockel in dem trockenen Klima von Biskra scheinen allerdings mehr für einen Einfluss der Temperatur als der Feuchtigkeit zu sprechen, Exner wendet dagegen ein, dass in Sibirien bei —40° dasselbe Potentialgefälle beobachtet worden ist wie zu Luxor in Oberägypten bei +30°. Nach der „Ionentheorie der Elektrizität" (s. später) kann der Einfluss der Temperatur auf der Steigerung der ionisierenden Wirkung der verstärkten Sonnenstrahlung beruhen, welche zugleich auch die Temperatur steigert.

An den heitersten und trockensten Tagen des Winters war das elektrische Potential am grössten bei gleichzeitiger grösster Undurchsichtigkeit der Luft. Dasselbe fanden auch Braun und Gockel, mit zunehmender Fernsicht sinkt das Potentialgefälle. Gockel beobachtete den grössten Wert desselben bis zu 1400 Volt pro Meter nicht bei und nach einem Nebel, sondern dann, wenn ein feiner Dunst die Ebene bedeckte.[1])

B. Der jährliche und der tägliche Gang der atmosphärischen Elektrizität. 1. Jährlicher Gang. Schon die ersten Beobachter fanden, dass die elektrische Spannung der Luft bei heiterem Himmel im Winter grösser ist, als im Sommer, d. h. bei niedriger Temperatur höher als bei höherer Temperatur. Alle späteren Beobachtungen haben dies bestätigt. Das Maximum des Potentialgefälles tritt überall (in der nördlichen Hemisphäre) im Dezember, Januar oder Februar auf, im Frühling sinkt es rasch, bleibt in den Sommermonaten nahe auf dem gleichen niedrigen Niveau und steigt dann wieder rasch im Oktober und November. Die folgenden Zahlen entsprechen beiläufig dem mittleren jährlichen Gange in der nördlichen gemässigten Zone zwischen 45 und 50° Breite.

Jährlicher Gang des Potentialgefälles.[2]) Volt pro Meter.

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
110	95	43	—15	—54	—67	—66	—64	—56	—28	23	79

Natürlich ändern sich die Amplituden mit der geographischen Breite und auch mit der Aufstellung, namentlich der Höhe des Elektrometers über dem Boden. Zu Perpignan ist die jährliche Amplitude erheblich kleiner als in Florenz, und in Florenz kleiner als im mittleren Deutschland.

In Batavia ist der jährliche Gang ein doppelter mit Maximis im April und November (zu Ende und bei Beginn der Regenzeit) und Minimis im Februar (Regenmonat) und September (trockener Monat).

Jährlicher Gang zu Batavia (Höhe über dem Boden 8 m) 1890—1895.

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
—2	—107*	30	**195**	—21	28	—146	—12	—262*	8	**167**	123

Eine unmittelbare Beziehung zu dem Gange der meteorologischen Elemente zu Batavia ist in diesen Zahlen nicht zu erkennen.

In Melbourne ist der Gang der umgekehrte von jenem in der nördlichen Halbkugel: Maximum im August, Minimum Februar und März, aber der gleiche in Bezug auf die Jahreszeiten.

Mit zunehmender Erhebung über die Erdoberfläche wird die Amplitude der jährlichen Periode kleiner. Auf dem Sonnblickgipfel (3106 m) ist nach den Messungen Peter Lechners der jährliche Gang zwar jenem in der Niederung ähnlich, aber die Amplitude (die Jahresschwankung) schon sehr gering.

Jährlicher Gang der Luftelektrizität auf dem Sonnblick (3106 m). Volt pro Meter.

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
137	143	**145**	**145**	141	134	127	121	119*	119	123	130	132

[1]) Elster und Geitel, Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. CI. 1892. S. 825, und Gockel, Met. Z. 1897. S. 293.

[2]) Mittel von Ladenburg a. N., Kings College Windsor (N-Schottland), S. Louis, Moncalieri, Lyon, Florenz, Brüssel. Diese Stationen geben die Gleichung $88.6 \sin(85.7 + x) + 22.3 \sin(77.0 + 2x)$, $x = 0$ für Mitte Januar.

Ob die Verspätung der Extreme auf Frühling und Herbst allgemeinere Gültigkeit hat, konnte erst durch erneuerte Messungen festgestellt werden [1]

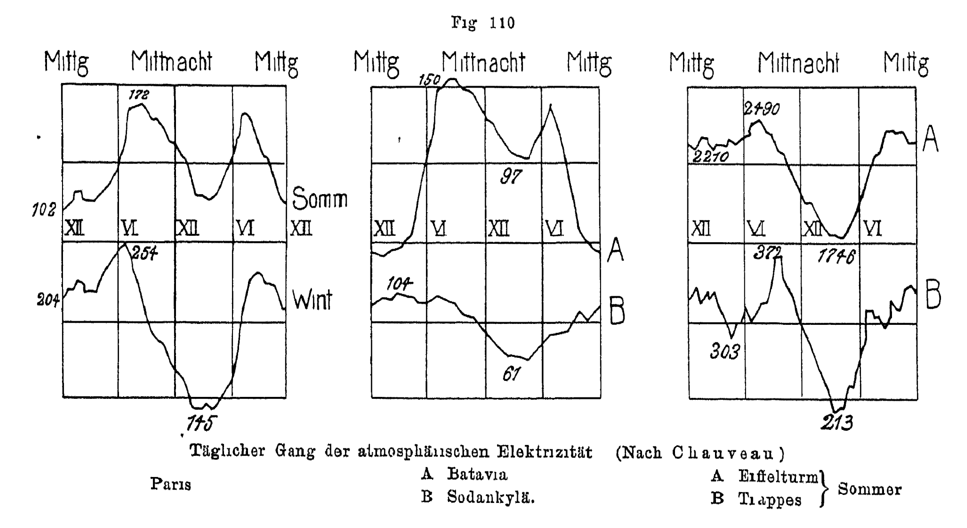
2. Der tägliche Gang Der tägliche Gang der atmosphärischen Elektrizität an verschiedenen Orten zeigt eine geringere Übereinstimmung als der jährliche An den meisten Orten aber treten zwei Maxima und zwei Minima des Potentialgefälles auf, erstere am Vormittage und am Abende, letztere nachmittags und in der Nacht Eine Analogie mit dem täglichen Gange des Barometers ist vielfach nicht zu verkennen Als Beispiel mögen die Ergebnisse der Messungen Exners zu Luxor in Oberägypten angeführt werden (berechnet[2]) und jene zu Florenz

Täglicher Gang des elektrischen Potentialgefälles Volt pro Meter

Mittn	2	4	6	8	10	Mittg	2	4	6	8	10
Luxor (März)											
17	—39*	—38	— 5	**5**	—31	—81	—85*	—22	69	**119**	91
Florenz											
5	—20	—28*	—15	3	**7**	— 3	—14*	— 8	13	**31**	29

Die folgenden Figuren zeigen nach Chauveau den täglichen Gang der Luftelektrizität an einigen Orten.

Fig 110



Täglicher Gang der atmosphärischen Elektrizität (Nach Chauveau)

Paris — A Batavia, B Sodankylä. — A Eiffelturm, B Trappes } Sommer

Im Sommer findet man in den gemässigten Klimaten in der Nähe des Bodens das Hauptminimum in den wärmsten Stunden am Nachmittage, das kleinere Minimum bei Nacht Im Winter wird das Nachmittagsminimum schwächer, verschwindet selbst ganz, während das nächtliche Minimum sich vertieft Batavia zeigt den Sommertypus, Sodankylä den Wintertypus der gemässigten Zonen Auf dem Eiffelturm in 300 m ist das Nachmittagsminimum fast verschwunden Die Beobachtungen auf dem Sonnblickgipfel, sowie auch ältere von Exner auf dem Schafberggipfel[3], ergaben desgleichen geringe Änderungen der Elektrizität im Laufe des Tages Dreimonatliche Beobachtungen im Sommer am Observatorium des Herrn Teisserenc de Bort zu Trappes auf einem freien Pfeiler ,20 m über dem Boden, zeigen gleichfalls den Wintertypus Chauveau schliesst, dass ein ausgeprägtes Nachmittagsminimum dann eintritt, wenn der Beobachtungsort nicht

1) Gleichung des jährlichen Ganges $132 + 13\,6 \sin (20\,2 + x)$.

2) Nach den Formeln

Luxor $127.0 + 61\,8 \sin (127\,7 + x) + 62.1 \sin (211\,0 + 2x)$

Florenz $109.0 + 14\,7 \sin (163.4 + x) + 20\,3 \sin (177\,4 + 2x)$

3) Wiener Sitzungsberichte XCVII März 1888 S 277

genügend frei ist vom Einflusse benachbarter Gebäude oder Bäume. Dagegen zeigt die Tageskurve von Trappes den normalen Gang an einem vom Einflusse des Bodens und der Umgebung freien Orte.[1]) Derselbe nähert sich hier dem „Wintertypus". Mache fand später in Luxor, wie Exner, eine schöne doppelte Periode, dagegen war nur 150 m höher auf dem Randgebirge diese Periode schon stark abgeflacht (unten Extreme 50 und 300 Volt, oben nur mehr 110 und 160 Volt).

Nach Chauveau besteht der Charakter der wahren vom Boden und der Umgebung unbeeinflussten täglichen Schwankung der atmosphärischen Elektrizität in einer einfachen Oszillation mit einem Maximum am Tage und einem Minimum um 4^h bis 5^h morgens. Eine Analogie mit dem jährlichen Gange würde hiernach gänzlich fehlen. Auch Fr. Exner kommt zu dem Schlusse, dass der normale tägliche Verlauf des Potentialgefälles durch eine einmalige tägliche Periode gegeben ist. Die vielfach auftretende doppelte Periode entsteht durch Störung dieser einfachen Periode infolge Auftretens einer Mittagsdepression des Potentialgefälles. Diese Depression tritt hauptsächlich in trockenen Gegenden und im Sommer auf und scheint die Folge einer negativ-elektrischen Schicht zu sein, die sich zur Mittagszeit über dem Beobachtungsorte bildet, und die sich auch in einer starken Absorption der ultravioletten Sonnenstrahlung um Mittag herum äussert, und deren Höhe nur einige hundert Meter betragen dürfte.[2]) Exner denkt an eine Staubschicht, die sich nachmittags infolge der aufsteigenden Luftbewegung in der Höhe bildet.

C. Störungen im luftelektrischen Felde der Erde. Elektrizität der Wolken und Niederschläge. Wolken und Niederschläge bewirken rasche unregelmässige und oft sehr starke Änderungen (von 1000 Volt und darüber selbst ohne Blitze) der atmosphärischen Elektrizität zugleich mit häufigem Wechsel positiver und negativer Spannung. Der ganze Charakter der elektrischen Erscheinungen bei Niederschlägen ist der einer Störung der normalen Luftelektrizität bei heiterem Wetter, die mit den Niederschlägen auch wieder verschwindet. Wie schon Dellmann und Palmieri bemerkt haben, herrscht unter einer regnenden Wolke meist eine zonenartige Verteilung der Elektrizität. Beim Herannahen der Niederschläge beobachtet man zuerst abnorm hohe positive, in der Mitte der Regenwolke aber negative Elektrizität, die auch oft noch auf der Rückseite längere Zeit anhält. Dazwischen stellen sich häufige Zeichenwechsel ein. Gleichzeitig mit einem Blitze tritt gewöhnlich eine sprungweise mit Zeichenwechsel verbundene Änderung der Elektrizität ein, die z. T. jedenfalls durch eine Influenzwirkung auf die Zuleitungsvorrichtungen bewirkt ist, doch bleibt das neue Vorzeichen des Potentialgefälles meist noch eine Zeit lang bestehen. Dieser Umstand beweist, dass, nachdem die eine Elektrizitätsart sich in dem Blitze entladen hat, nun eine entgegengesetzte Ladung in der Wolke (oder in der Luft) enthalten ist (Elster und Geitel).

Der Sitz der Elektrizität, welche diese Störungen erzeugt, liegt offenbar in den Niederschlägen selbst.[3]) Die spezielleren Kenntnisse über die elektrische Natur

---

[1]) Dies würde gegen die frühere Annahme sprechen, dass der Charakter des täglichen Ganges durch den Einfluss der Umgebung nicht wesentlich modifiziert wird.

[2]) Fr. Exner, Beiträge zur Kenntniss der atmosphärischen Elektrizität VII. Über die tägliche Periode. Sitzungsberichte der Wiener Akad.. CX. April 1901. S. 371. Aber auch auf hohen Bergen scheint die Depression der Strahlungsintensität einzutreten, wie die Beobachtungen auf dem Mt. Ventoux zeigen. S. a. S. 38.

[3]) Es soll hier kurz darauf hingewiesen werden, dass die auch bei Physikern früher verbreitete Ansicht, dass durch das Zusammenfliessen der Elementartröpfchen einer Wolke ausserordentlich grosse elektrische Potentialdifferenzen entstehen können, nicht richtig ist, wie Everett 1884 gezeigt hat. Die Potentialsumme auf einem aussen liegenden Punkt, $\Sigma \frac{q}{r}$, bleibt ungeändert, das Quantum der Elektrizität q wird durch das Zusammenfliessen der Tropfen nicht vermehrt, es wird nur die elektrische Dichte auf dem Tropfen vergrössert. — Wie möglicherweise die schwach geladenen Tropfen starke elektrische Ladungen beim Fallen erlangen könnten,

der letzteren verdankt man Elster und Geitel Dieselben fanden, dass die Niederschlage (Regen, Graupel, Hagel, Schnee) bald eine positive, bald eine negative Ladung haben, die keineswegs zumeist mit dem Potentialgefalle der Luftelektrizitat ubereinstimmt, der Fall eines entgegengesetzten Vorzeichens ist der haufigere Hohe Werte der Niederschlagselektrizitat konnen bei sehr kleinen Werten des ausseren Potentialsgefalles eintreten Blitze bewirken stossartige Schwankungen von kurzer Dauer, bei sehr starken Gewittern machen dieselben eine zuverlassige Registrierung unmoglich Auch bei Regen, Graupeln und Schneefallen ohne Blitzentladungen konnen starke elektrische Storungen und hohe Ladungen der Niederschlage beobachtet werden, besonders wenn das Wetter boenartigen Charakter hat Weit ausgedehnte schwache Regenfalle aus hohen Stratuswolken geben bei schwachem (haufig positivem) Potentialgefalle kaum merkliche Anzeichen von Elektrisierung. Vor Gewittern, so lange weder am Beobachtungsorte selbst, noch aus den daselbst sichtbaren Wolken Niederschlage fallen, ist kein abnormer Wert des Potentialgefalles zu bemerken Erst nachdem von dem unteren Rande einer Haufenwolke Regenstreifen herabgehen, wirkt sie wie ein elektrisierter Korper auf die Messapparate ein

Das Potentialniveau der einzelnen Tropfen ergiebt sich aus Elsters und Geitels Messungen meist zu 0—30 Volt, selten daruber

Die Niederschlagselektrizitat ist also keineswegs stets die negative, die etwa durch Zerstreuung von der negativ geladenen Erde in die Atmosphäre eingedrungen ist Die Beobachtungen notigen zu dem Schlusse, dass die Scheidung der beiden Elektrizitaten durch die Niederschlagsbildung selbst herbeigefuhrt wird

D Die wichtigsten Ansichten uber die Ursache der Luft- und Wolkenelektrizitat Es sind etwa ein halbes Hundert von Theorien uber die Herkunft und Natur der atmospharischen Eelektrizitat aufgestellt worden Die weitaus grosste Zahl derselben ist vom physikalischen Standpunkte aus oder den Beobachtungsergebnissen gegenuber vollig unhaltbar Von den beachtenswerten Ansichten konnen nur drei oder vier ihren Grundgedanken nach hier Mitteilung finden

1 Theorie Peltier-Exner Dieselbe beruht im wesentlichen darauf, dass die Erde von ihrer Entstehung her eine negative elektrische Ladung besitzt (diese letztere ist Beobachtungsthatsache), die sie, vom freien Weltraum durch die nichtleitende Atmosphare isoliert, bewahrt hat Die Luft selbst ist im wesentlichen unelektrisch Die entsprechende positive Ladung ist in unendlicher Entfernung von der Erdoberflache anzunehmen (s S 714) Diese Annahme von Peltier ist spater von Fr Exner weiter ausgebaut und mit den Beobachtungsthatsachen in Ubereinstimmung zu bringen versucht worden. Die Zerstreuung der negativen Elektrizitat der Erdoberflache in die Atmosphare erfolgt nach Exner durch die Verdampfung des Wassers an derselben. Der Wasserdampf fuhrt die negative Elektrizitat in die hoheren Schichten der Atmosphare und verringert dabei das Potential derselben an der Erdoberfläche Die Niederschlage fuhren die Elektrizitat der letzteren wieder zu. Die jahrliche Periode der atmospharischen Elektrizitat kann mit dieser Ansicht in Ubereinstimmung gebracht werden, denn im Winter (in der kalteren Jahreszeit uberhaupt) ist die Luft arm an Wasserdampf, trocken, daher hohes Potentialgefälle, umgekehrt im Sommer Die tagliche Periode kann nicht in gleicher Weise erklart werden Eine Konsequenz dieser Theorie ist, dass das Potentialgefalle im allge-

haben Elster und Geitel gezeigt. „Die Regenwolken als selbstthätige Duplikatoren" Zur Frage nach dem Ursprunge der Wolkenelektrizität III Naturwissenschaftlicher Verein in Braunschweig 4. Jahresbericht Verhandlungen Deutscher Naturforscher etc Halle 1891

meinen mit der Höhe zunehmen müsste, was auch durch die ersten Ballonfahrten (Lecher, Tuma) eine Bestätigung zu finden schien. Die späteren Hochfahrten haben aber, wie schon erwähnt, eine Abnahme des Gefälles bis zum Nullwert in grossen Höhen ergeben, was für das Vorhandensein positiv elektrischer Massen in relativ geringen Höhen der Atmosphäre spricht. Dasselbe haben auch die luftelektrischen Messungen P. Lechners auf dem Sonnblickgipfel ergeben, denn die starke Abnahme der jährlichen und täglichen Periode in dieser Höhe nötigt zu dem gleichen Schlusse. Früher schon hat Lord Kelvin die der negativen Eigenladung der Erde komplementäre positive Elektrizität an die Grenze der Atmosphäre verlegt. Die neueren Beobachtungen nötigen aber zu dem Schlusse, dass die positivelektrischen Massen, deren Veränderlichkeit in der Niederung die tägliche und jährliche Periode des Potentialgefälles bewirkt, schon in geringeren Höhen in der Atmosphäre zu suchen sind, im wesentlichen unterhalb 3 km.[1])

Diese Beobachtungsergebnisse sprechen gegen die Annahme Exners, dass das beobachtete Potentialgefälle in der Atmosphäre ein Ergebnis der Zerstreuung der negativen Elektrizität der Erde durch den Verdampfungsprozess sei. Auch wird bestritten, dass bei der Verdampfung einer elektrisierten Flüssigkeit mit dem Dampf zugleich Elektrizität in die Luft übergeht.

2. Theorie von L. Sohncke. Sohncke suchte in erster Linie die Gewitter- und Wolkenelektrizität zu erklären auf Grund einer Beobachtung Faradays, dass Wasser durch Reibung an trockenem Eis negativ-, letzteres positiv-elektrisch wird. In der Natur tritt dieser Vorgang ein, wenn Hagelkörner durch eine aus Wassertröpfchen gebildete Wolke fallen, der Hagel trägt die positive Elektrizität mit sich fort und lässt die Wolken negati-velektrisch geladen zurück. Bei Gewittern giebt es auch stets in der Höhe Eiswolken, tiefer unten Wasserwolken, die Elektrisierung kann also im allgemeinen im Gebiete der isothermen Fläche von 0° stattfinden bei stürmischen Bewegungen, wie sie die Entstehung der Gewitter begleiten. Die (behauptete) Senkung der Nullgrad-Isothermen vor und bei Gewittern spielt deshalb bei deren Entstehung nach Sohncke eine wesentliche Rolle. Auch die atmosphärische Elektrizität erklärt Sohncke auf diesem Wege. Bei einer Erhebung über die negativ geladene Erde nähert man sich der isothermen Fläche von 0°, die überwiegend, vermöge der suspendierten Eisnadeln, als positiv geladener Körper wirkt. Daraus erklärt sich die Zunahme der positiven Spannung mit zunehmender Höhe in der Atmosphäre. Auch die Jahresperiode der Luftelektrizität erklärt sich im allgemeinen leicht auf diesem Wege, denn im Winter nähert sich die isotherme Fläche von 0° der Erdoberfläche[2]), das positive Potentialgefälle wächst demnach, umgekehrt im Sommer. Selbst die Tagesperiode versucht Sohncke auf ähnliche Weise zu erklären.

---

[1]) Die Beobachtungen auf Ballonfahrten haben G. le Cadet zu dem Schlusse geführt, dass die positiven elektrischen Massen in der Atmosphäre der Hauptsache nach in einer unteren Schicht von 1 km Mächtigkeit enthalten seien, und dass die wässerigen oder festen Trübungen der Atmosphäre der Wasserstaub und Eiskrystalle (Wolken, Nebel) die Träger der positiven Elektrizität seien, hauptsächlich indem sie Kohlensäure aufnehmen und lösen. Bei der Entwickelung der Kohlensäure durch chemische Prozesse aus dem Boden (und aus dem Meere) erhält letzterer eine negative, erstere eine positive Elektrisierung. Étude du Champ Électrique de l'atmosphère. Paris 1898. Der jährliche Gang der nebligen Trübung der Luft stimmt zu Lyon (und auch anderswo) fast vollkommen überein mit dem jährlichen Gange des Potentialgefälles. S. 162. Man s. dagegen Börnstein im Kapitel „Luftelektrizität" des Werkes „Wissenschaftliche Luftfahrten". B. III. 1900. S. 271 bis 282.

[2]) Mit Recht hat man dagegen eingewendet, dass bei einer Temperaturumkehrung mit der Höhe im Winter man vielfach oberhalb der Nullgrad-Isotherme sich befindet und deshalb eine Umkehrung des Potentialgefälles eintreten müsste.

„Die Gewitterelektrizität entspringt vorzugsweise aus der Reibung von vertikalen Luftströmen (aufsteigender Strom, Cumulusbildung), die allgemeine Luftelektrizität mehr aus der Reibung horizontaler Luftströme“[1])

Wenn auch die physikalischen Grundlagen der Sohnckeschen Theorie, die Elektrisierung durch Reibung von Wasser an Eis, in neuester Zeit auf experimentellem Wege vollkommene Bestätigung gefunden hat[2]), so unterliegt deren Anwendung auf die Vorgänge in der Atmosphäre doch grossen Schwierigkeiten, namentlich da Reibung der Wasserwolken an den Eiswolken in genügendem Umfange höchst unwahrscheinlich erscheinen muss.

3 Die „Ionentheorie“ der Luft- und Wolkenelektrizität Diese Theorie befindet sich gegenwärtig im ersten Stadium ihrer Entwickelung und kann deshalb, so verheissungsvoll sie für die Lehre der Luft- und Wolkenelektrizität ist, nur dem Prinzipe nach hier auseinandergesetzt werden

Die Erfahrungen über die Elektrizitätsleitung in Gasen haben ergeben, dass die Gase als solche unfähig sind, eine elektrische Ladung aufzunehmen und zu übertragen, dass dieselben aber durch gewisse Einwirkungen in Teile zerlegt werden, von denen die einen eine positive, die anderen eine negative Ladung annehmen, Ladungen, die sehr viel höher sind als jene, welche sie durch elektrische Körper aufzunehmen im stande waren. Diese Bestandteile der Moleküle eines Gases sind es, welche die Elektrizitätszerstreuung von einem geladenen Körper und die Elektrizitätsleitung in Gasen ermöglichen, und welche deshalb nach der Analogie mit der Elektrizitätsleitung in Flüssigkeiten „Ionen“ genannt werden

Von diesen Ionen sind im allgemeinen die positiven und negativen in gleicher Zahl vorhanden Sie bewegen sich in der Richtung der Kraftlinien des elektrischen Feldes[3]) Ein positiv geladener Leiter zieht die negativen Ionen an, die ihre Ladung an ihn abgeben und ihn so allmählich entladen

Zeleny hat aber gefunden, dass isolierte Körper in ionisierter Luft sich spontan elektrisch laden Dies erklärt sich daraus, dass nach J J. Thomson und Zeleny die Geschwindigkeit eines negativen Ions bedeutend grösser ist, als die eines positiven.

Schon Coulomb hatte gefunden, dass ein elektrisch geladener Leiter in der Luft seine Elektrizität allmählich verliert, und dass dieser Verlust nicht völlig mangelhafter Isolierung zugeschrieben werden kann

Linss hat durch lange fortgesetzte Versuche nachgewiesen, dass im Mittel der Elektrizitätsverlust in freier Luft in einer Minute $^1/_{100}$ der ursprünglichen Ladung beträgt, das also bei konstant gehaltenem Potentialniveau in 100 Minuten eine Elektrizitätsmenge in die Luft entweicht, die seiner augenblicklichen Ladung gleichkommt Daraus zieht Linss mit Recht den Schluss, dass auch der Erdkörper einen fortwährenden Elektrizitätsverlust erleidet und dass, um diesen zu decken, ihm im 100 Minuten ebensoviel negative Elektrizität wieder durchschnittlich zugeführt werden muss, als seine Gesamtladung beträgt[4])

---

1) Dr Leonhard Sohncke, Der Ursprung der Gewitterelektrizität und der gewöhnlichen Elektrizität der Atmosphäre Jena 1885

2) H Ebert und B Hoffmann, Elektrisierung durch Eisreibung Met Z B XXXV 1900 S. 317

3) Die positiven Ionen nach den Messungen Rutherfords mit einer Geschwindigkeit von 1 cm pro Sekunde in Beziehung auf die Luft, bei einer Feldstärke von 100 Volt pro Meter

4) W Linss, Einige die Wolken- und Luftelektrizität betreffende Probleme Met Z 1887 S 345 etc Elektrotechnische Zeitschrift 1890 Heft 38 Diese verdienstvolle Arbeit ist die erste und grundlegende für die Ionentheorie der Luftelektrizität — Nach C T Wilson entspricht die Elektrizitätszerstreuung der Produktion von ca 20 Ionen beiderlei Zeichens im Kubikcentimeter pro Sekunde bei atmosphärischem Druck Die atmosphärische Luft ist jederzeit ionisiert, selbst im Tunnel der Untergrundbahn in London fand Wilson die Luft ionisiert Proc R. Soc March 14 1901

Linss fand auch, dass der jährliche Gang der Elektrizitätszerstreuung dem jährlichen Gange des luftelektrischen Potentialgefälles genau entgegengesetzt ist. Es müssen demnach im Sommer der Erdoberfläche 5—6 mal so grosse Elektrizitätsmengen zufliessen wie im Winter.

Elster und Geitel haben in letzter Zeit mittelst eines speziell zu diesem Zwecke konstruierten Apparates die Verhältnisse der Elektrizitätszerstreuung in der Luft gründlicher und allseitiger untersucht und dabei höchst interessante Resultate erhalten. In der Niederung ergab sich übereinstimmend mit Linss der mittlere Elektrizitätsverlust für positive und negative Ladungen als nahe derselbe und gleich 1·3 Proz. in der Minute etwa. Auf Bergen aber war es anders, die Verluste waren grösser und für negative Ladungen bedeutend erheblicher als für positive; z. B. bei klaren Wetter auf dem Säntis (2500 m) für positive Elektrizität 1·8 Proz., für negative Elektrizität aber 7 Proz.; auf dem Gornergrat (3140 m) für positive Elektrizität 0·7 Proz., für negative Elektrizität 6·6 Proz., aber unten in Zermatt (1620 m) für beide Elektrizitäten 4·4 Proz. etwa.

Dieser unipolare Charakter der Zerstreuung lässt mit Sicherheit erkennen, dass die Luft auf den Bergspitzen nicht elektrisch neutral sein kann, sie muss vielmehr positiv geladene Teilchen enthalten, die von einem negativ-elektrisch geladenen Körper angezogen werden und durch Berührung mit demselben dessen Entladung bewirken. Dagegen wird in der Nähe eines Wasserfalles die positive Ladung schneller zerstreut als die negative, wie dies der von Lenard gefundenen Thatsache entspricht, dass die Luft am Fusse von Wasserfällen negativ geladene Teilchen enthält.

Eine andere von den Herren Elster und Geitel aufgefundene sehr wichtige Thatsache ist, dass, je trüber die Luft, je weniger durchsichtig sie ist, also besonders in Nebeln, die Elektrizitätszerstreuung um so geringer wird. Ganz im Gegensatz zu den landläufigen Vorurteilen ist der Elektrizitätsverlust eines geladenen Leiters in nebliger Luft viel kleiner als in reiner klarer Luft.

Die Luft der freien Atmosphäre enthält demnach unter normalen Verhältnissen positiv und negativ geladene Teilchen und zwar im Tieflande und auch in hochgelegenen Thälern in ziemlich gleicher Anzahl der beiden Arten, aber in zunehmender Menge mit wachsender Seehöhe. In der Nähe von Berggipfeln aber überwiegen die positiven, bei Wasserfällen die negativen Teilchen. Diese Teilchen müssen von ausserordentlicher Kleinheit sein, da sie gerade in der durchsichtigsten Luft am zahlreichsten vorhanden sind, sie können mit dem aus festen oder flüssigen Stoffen bestehenden atmosphärischen Staube durchaus nicht identisch sein.

Die Zunahme der positiv geladenen Ionen um die Bergspitzen erklärt sich aus der Zunahme der elektrischen Dichte an denselben, dem verstärkten Potentialgefälle (s. S. 713, Fig. 109) daselbst.

Die Ionen werden in mit Wasserdampf gesättigter Luft als Kondensationskerne derselben wirken. Die dadurch erfolgende Vergrösserung der Masse und Oberfläche hemmt ihre Geschwindigkeit im elektrischen Felde und kann letztere auf Null herabdrücken. Nebel (sowie auch Staub) wirken also in der Weise, dass sie die Beweglichkeit der Ionen hemmen und dadurch die Entladungsgeschwindigkeit eines elektrischen Körpers herabsetzen.

Zeleny hat, wie schon bemerkt, beobachtet, dass isolierte Körper in der Luft eine negative Ladung annehmen. Strömt ionisierte Luft durch den Hohlraum eines isolierten Leiters, so nimmt er fortwährend von innen negative Elektrizität auf, da die sonst neutralisierende Wirkung der Eigenladung durch die Aufnahme positiver Ionen hier wegfällt. Derart muss sich auch der allseitig von ioni-

sierter Luft umgebene Erdkörper negativ laden und besonders an solchen Stellen, die als innere Punkte der leitenden Erdoberfläche gelten können, also z. B. auf den mit Vegetation bedeckten Gebieten zwischen den Bäumen und Sträuchern. Dieser von der Erdoberfläche aufgenommenen negativen Ladung entspricht ein Defizit derselben, also ein Überschuss der positiven Ladung, in der Luft. Die positiven Ionen wandern wieder fortwährend gegen die Erdoberfläche hin und neutralisieren die negative Bodenladung, die sich aber wieder fortwährend regeneriert. Die überschüssigen positiven Ionen der Atmosphäre werden wesentlich in den tieferen Luftschichten enthalten sein, da das elektrische Feld der Erde sie nach unten zieht. So erklärt sich auf ungezwungene Weise eine konstante negative Ladung der Erde und eine entsprechende positive der unteren Luftschichten.

Tritt Nebelbildung ein, so bleiben die von oben her gegen die Erdoberfläche wandernden positiven Ionen in der Nebelschicht stecken und bilden eine dicht über dem Boden lagernde positiv geladene Schicht. In dieser wird das Potentialgefälle je nach der Dichte der geladenen Tröpfchen eine beträchtliche Höhe erreichen können, ohne dass ein Ausgleich in dem isolierenden Nebel möglich ist, oberhalb der Nebelschicht wird das Potentialgefälle schnell abnehmen. Jede Dunst- und Nebelbildung am Boden bei sonst heiterem Himmel wirkt in diesem Sinne und es ist deshalb möglich, dass die tägliche und jährliche Periode des Potentialgefälles an der Erdoberfläche mit der periodischen Veränderlichkeit der Lufttrübung zusammenhängt.

J. J. Thomson und C. T. R. Wilson haben ferner gefunden, dass die Nebelbildung in negativ ionisierter Luft schon bei schwächerer Expansion, also geringerer Abkühlung eintritt, als in solcher, die mit positiven Ionen beladen ist [1]. Eine Wolke wird daher im Augenblicke ihrer Bildung ein Gemisch negativ geladener Tropfen mit Luft sein, die freie positive Ionen enthält. Sie wird daher auch anfangs nicht nach aussen elektrisch wirken können, wohl aber, sobald durch die Fallbewegung die negativ-elektrischen Tröpfchen sich von der zwischengelagerten Luft getrennt haben. Es entsteht eine Potentialdifferenz auf Kosten der Energie der fallenden Tropfen. Bei weitergehender Abkühlung und Übersättigung der Luft wirken auch die positiven Ionen als Kondensationskern und die ihnen anhaftenden Elektrizitätsmengen werden mit den Niederschlägen zur Erde geführt [2]. Bemerkenswert ist, dass selbst sehr hohe Potentialdifferenzen in einer Wolke sich nicht anders als durch disruptive Entladungen ausgleichen können, da ja die mit Nebel erfüllte Luft fast vollkommen isoliert [3].

Die Beobachtungen über die Eigenelektrizität der atmosphärischen Niederschläge stehen in keinem Widerspruche mit diesen Anschauungen, ja sie können eher als ein Beleg für diese Theorie betrachtet werden [4].

C. T. R. Wilson hat seine Ansichten über die Entstehung der Niederschläge in ionisierter Luft kürzlich eingehender auseinandergesetzt in einer Erwiderung auf

---

[1] Um in anfänglich gesättigter völlig staubfreier Luft die Übersättigung (beiläufig die vierfache) hervorzurufen, die notwendig ist, um Wasser auf den negativen Ionen zu kondensieren, ist es genügend, das Volum der Luft adiabatisch auf $1\frac{1}{4}$ anwachsen zu lassen, was bei 10° einem Aufsteigen um ca. 2500 m entsprechen würde. Dagegen ist eine sechsmalige Übersättigung notwendig, um eine Kondensation auf positiven Ionen zu bewirken. Diese werden also bei der Regenbildung zurückbleiben. Wilson, Phil. Trans. CXCIII, pag. 289. Thomson, Phil. Mag. XLVI, S. 533.

[2] J. T. Thomson, Phil. Mag. XLVI, 1898, pag. 533 und C. T. Wilson in „Nature" Vol. 62, pag. 149, wo die Regenbildung in der ionisierten Luft ausführlicher erörtert wird.

[3] Ganz missverständlich werden häufig die Wolken wie an ihrer Oberfläche geladene Leiter betrachtet. Auch die Formen der Blitzentladungen werden verständlicher, wenn man von dieser Ansicht absieht.

[4] J. Elster und H. Geitel, Über die Existenz elektrischer Ionen in der Atmosphäre. Terrestrial Magnetism. Vol. IV, Nr. 4, Dez. 1899.

Einwendungen von John Aitken, der seinen „Stäubchen" die Alleinherrschaft auf diesem Gebiete gerne retten möchte.[1])

Die Entstehung der ionisierten Luft ist wahrscheinlich dem Einflusse der ultravioletten Strahlung der Sonne zuzuschreiben, welche in den obersten Schichten der Atmosphäre am kräftigsten ist.[2])

Die Strahlen von höchster Brechbarkeit sind es, denen nach Lenard die ionisierende Wirkung zumeist zukommt. Mit den Licht- und Wärmestrahlen der Sonne kommen der Atmosphäre auch diese Strahlen zu, welche aber schon in den höheren sehr dünnen Schichten absorbiert werden und deren Energie dort dazu benutzt wird, um eine Trennung der positiven und negativen Ladungen zu bewirken, welche an sehr kleine freibewegliche Teilchen gebunden erscheinen. Der Sitz der Elektrisierung der Luft wäre demnach in die hohen Schichten der Atmosphäre zu verlegen.[3])

Je mehr freie Ionen vorhanden, desto grösser wird die Leitungsfähigkeit der Atmosphäre sein. Grossem Ionengehalt wird demnach ein kleines Potentialgefälle entsprechen. Je intensiver die Sonnenstrahlung, desto kleinere Potentialgefälle sind also zu erwarten. Dies stimmt mit dem jährlichen Gange der atmosphärischen Elektrizität und mit Ergebnissen von Linss, sowie mit der Beobachtung von Elster und Geitel, dass das Potentialgefälle mit der Aktinität des Sonnenlichtes (Zunahme der ultravioletten Strahlen) abnimmt. Auch die tägliche Periode findet vielleicht auf diese Weise ihre Erklärung. Luftströmungen bringen ihren Ionengehalt mit; aus grossen Höhen herabsinkende Luftmassen dürften einen hohen Ionengehalt (kleines Potentialgefälle) mitbringen, denn die einmal erzeugten Ionen halten sich eine gewisse Zeit in der Luft und nehmen an deren Bewegungen teil. In der That fand Ebert bei Ballonfahrten eine mit der Höhe zunehmende Zerstreuungsgeschwindigkeit der Elektrizität, und ganz besonders bei der Fahrt am 17. Januar 1901 in einem Barometermaximum, d. i. im Gebiete einer herabsinkenden Luftbewegung und klarer Witterung. In ca. 2400 m Seehöhe erreichte die Zerstreuungsgeschwindigkeit 13·9 Proz. für positive Elektrizität (23 mal grösser als gleichzeitig unten in München) und 17·5 Proz. in 2900 m für negative Elektrizität. Die unipolare Leitungsfähigkeit der Luft nimmt mit der Höhe ab, während die gesamte Ionenmenge zunimmt. Dies stimmt mit der schon früher beobachteten Abnahme der täglichen und jährlichen Periode der Luftelektrizität auf Bergspitzen und mit der Annahme, dass die Ionisierung der Luft hauptsächlich in Höhen über 3000 m stattfindet.[4])

Der Ausbau der hier skizzierten Theorie verspricht uns endlich eine vollkommen physikalisch begründete Theorie der Luft- und Wolkenelektrizität zu liefern.

Litteratur. Es sollen hier nur wenige Hinweise auf einige Schriften gegeben werden, in welchen die historische Entwickelung der Lehre von der Luftelektrizität kurz dargestellt worden ist, sowie auf die im obigen benutzten Publikationen.

---

[1]) Atmospheric Electricity. Nature. Vol 62. pag. 149. June 14. 1900.

[2]) Elster und Geitel, Annalen der Physik. 1900. Nr. 7. Ph. Lenard, 1900, I. S. 486 und III S. 298

[3]) H. Ebert, Die Erscheinungen der atmosphärischen Elektrizität vom Standpunkte der Ionentheorie aus betrachtet, Met. Z. 1901. S. 289 etc. — Damit wäre auch eine physikalische Erklärung der Sonnenfleckenperiode der Gewitter (vielleicht auch der Regenmenge) gegeben, denn die Wasserstofferuptionen auf der Sonnenoberfläche, die Protuberanzen, liefern vornämlich ultraviolette Strahlen und damit reichlichere Ionenbildung in der Atmosphäre.

[4]) H. Ebert, Messungen der elektrischen Zerstreuung im Freiballon. Sitzungsberichte der Münchner Akademie. B. XXX. 1900. Heft III und derselbe in Met. Z. 1901. Auf die klare Zusammenfassung des jetzigen Standpunktes der Ionentheorie an letzterer Stelle muss besonders verwiesen werden.

Franz Exner, Uber die Ursachen und die Gesetze der atmospharischen Elektrizitat Sitzungsberichte der Wiener Akad XCIII. Febr 1886 — Uber die Abhangigkeit der atmospharischen Elektrizitat vom Wassergehalt der Luft Ebenda XCVI Juli 1887 — Weitere Beobachtungen XCVII Marz 1888 — Beobachtungen uber atmospharische Elektrizitat in den Tropen XCVIII Juli 1889, und XCIX Juli 1890. — Messungen in Oberagypten CVIII Marz 1899 — Benndorf, Messungen in Sibirien CVIII. März 1899 — F Exner, Uber transportable Apparate zur Beobachtung der atmospharischen Elektrizitat XCV Mai 1887

J Elster und H. Geitel, Beobachtungen des atmospharischen Potentialgefalles und der ultravioletten Sonnenstrahlung Sitzungsberichte der Wiener Akad CI Marz 1892 — Beobachtungen der normalen atmospharischen Elektrizitat auf dem Sonnblick CII Dez 1893 — Elektrische Beobachtungen auf dem Sonnblick CIV Jan 1895 — Beobachtungen uber die Eigenelektrizitat der atmospharischen Niederschläge Terr Magnetism IV March 1899

Leonh Weber, Untersuchungen uber atmospharische Elektrizitat Elektrotechnische Zeitschrift B VII. Nov 1886 B IX April 1888 B X Aug, Nov und Dez 1889 B XIII 1892

T C Mendenhall, Report of Studies of atmosph Elektricity Memoirs National Academy Washington 1889 pag 113—318

Georges le Cadet, Étude du Champ Électrique de l'atmosphère Paris und Lyon 1898

Elster und Geitel, Ziele und Methoden luftelektrischer Untersuchungen Wolfenbuttel 1891 — Zusammenstellung der Ergebnisse neuerer Arbeiten uber atmospharische Elektrizitat Wolfenbuttel 1897 Zahlreiche Spezialarbeiten dieser beiden Forscher mussen hier ubergangen werden

A Schuster, Atmosphärische Elektrizität Met Z Juni 1896

A Angot, L'électricité atmosphérique d'après les travaux de Sir William Thomson et de M Mascart Annuaire de la Soc Mét de France XXV pag. 153 April 1877

A B Chaveau, Sur la variation diurne de l'Electricite atmosphérique Journal de Physique Nov 1899

E Engelenburg, Aerodynamische Theorie der Gewitter Archiv der Deutschen Seewarte XIX. 1896 Nr 4 Mit einem historischen Uberblick uber die Gewittertheorien und die Theorie der Luft- und Wolkenelektrizitat

Hoppe, Uber atmosphärische und Gewitterelektrizitat Deutsche Met Z B II 1885 S 1 u 100 etc

Tait, On the various suggestions as to the source of atmospheric electricity Journ Scott Met Soc III S Nr 1 March 1884

Trabert, Zur Theorie der elektrischen Erscheinungen der Atmosphare Sitzungsberichte der Wiener Akad CIII Nov 1894

Fr Exner, Recherches récentes relatives a l'Électricite atmosphérique Congrés internat. de Physique Paris 1900 und Met Z 1900 S. 529

Die wichtigste altere Zusammenstellung der Arbeiten und Ansichten uber Luft- und Wolkenelektrizitat ist zu finden bei Duprez, Mémoires de l'Acad Belgique XVI 1843, auch Smithsonian Report 1858 pag 290 Report on atmospheric electricity

Anhang.

Einige der wichtigsten mathematisch-physikalischen Theorien der Meteorologie.

I. Über die Berechnung periodischer Erscheinungen.

Einleitung. Fast alle meteorologischen Erscheinungen laufen periodisch ab, die Grössen, welche die numerischen Werte derselben darstellen, kehren nach Ablauf eines Jahres, Tages u. s. w. wieder mehr oder weniger genau zum Anfangswert zurück, namentlich wenn sie durch Mittel aus längeren Zeiträumen ausgedrückt werden.

Die Aufgabe, den periodischen Verlauf der meteorologischen Elemente auf einen mathematischen Ausdruck zu bringen, spielt daher in der Meteorologie eine bedeutende Rolle, und der Fortschritt derselben hängt zu einem nicht geringen Masse von der Lösung dieser Aufgabe ab.[1])

Der natürlichste mathematische Ausdruck für periodische Erscheinungen sind die trigonometrischen Reihen (oder in weiterer Verfolgung der Aufgabe, die Kugelfunktionen). Die Engländer bezeichnen gewöhnlich die Aufgabe der Darstellung periodischer Erscheinung durch trigonometrische Reihen, d. i. durch Sinus- oder Cosinus-Reihen als die harmonische Analyse derselben. Die einfachste Form einer periodischen Erscheinung ist eine Pendelschwingung. Es lässt sich nun zeigen, dass auch kompliziertere periodische Erscheinungen durch eine Zusammensetzung von einfachen Pendelschwingungen mit verschiedenen Amplituden und Phasenzeiten dargestellt werden können. Den Beweis dafür hat bekanntlich Fourier geliefert.

Die praktische Verwertung dieses Satzes in der Meteorologie, die Darstellung der Perioden der verschiedenen meteorologischen Elemente durch trigonometrische Reihen, hat trotz des Vorganges von Kämtz, Dove, Sabine, Lamont und anderen wohl deshalb weniger Anwendung gefunden, als es für den Fortschritt der Meteorologie als einer exakten Wissenschaft wünschenswert erscheint, weil viele vor der Mühe der Berechnung der Konstanten der Sinusreihen zurückschrecken, andere sogar meinen, es gehören besondere mathematische Vorkenntnisse dazu, um an die „harmonische Analyse“ einer periodischen Erscheinung herantreten zu können, während in Wirklichkeit die Mühe der Berechnung sehr gering und die elementarsten mathematischen Kenntnisse vollkommen dazu ausreichen.

Um der Darstellung der periodischen meteorologischen Erscheinungen durch Sinusreihen eine allgemeinere Anwendung zu verschaffen, wird im nachfolgenden

---

[1]) Sehr bestimmt hat sich darüber Sir Wm. Thomson (Lord Kelvin) in einer wissenschaftlichen Enquête ausgesprochen. „Das erste, was nach meiner Meinung mit den Beobachtungen geschehen soll, um sie für wissenschaftliche Zwecke nutzlich zu machen, ist, sie mit Hilfe der harmonischen Analyse zu reduzieren.“ Report of the Treasure Committee. London 1877, pag. 94. (Nr. 1700 etc.)

versucht in möglichst einfacher Weise eine Anleitung zur Berechnung der Konstanten solcher Reihen zu geben, während in Bezug auf die Theorie derselben und auf das historisch Bemerkenswerte ein kleiner nur auf Meteorologie bezüglicher Litteraturnachweis genügen dürfte [1])

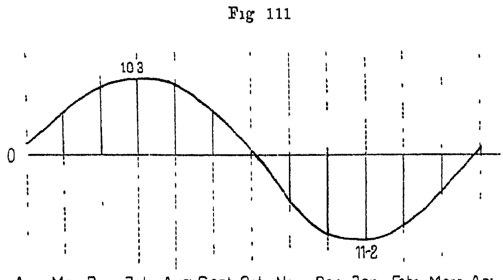
1 Einführung in die Darstellung periodischer Erscheinungen durch Sinusreihen. Der jährliche Temperaturgang in Graz, Station des physikalischen Institutes der Universität, reduziert auf die Periode 1851—1880, wird durch folgende Beobachtungsergebnisse repräsentiert.

Jährlicher Temperaturgang zu Graz 1851—1880, dargestellt durch Monatsmittel und die Abweichungen derselben vom Jahresmittel

Jan	Febr	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug	Sept	Okt	Nov	Dez	Jahr
— 3·2	—1·0	3·1	8·9	13·3	16·9	18·3	17·6	13·7	8·8	2·2	— 2·3	8·0
—11·2	—9·0	4·9	0·9	5·3	8·9	10·3	9·6	5·7	0·8	—5·8	—10·3	—

Tragt man diese Abweichungen in ein rechtwinkliges Koordinatennetz ein, so erhält man folgende graphische Darstellung des jährlichen Wärmeganges

Fig 111



Jährlicher Gang der Temperatur zu Graz

Man sieht sogleich, dass der jährliche Wärmegang geometrisch sehr nahe durch zwei Kreisbogen dargestellt wird, oder durch eine einfache Pendelschwingung, welche (nahezu) symmetrisch um den Mittelwert in der einen Hälfte des Jahres im entgegengesetztem Sinne gegenüber der anderen verlauft

Auch die genäherte Gleichung dieser Temperaturkurve lässt sich leicht hinschreiben Lassen wir das Jahr mit dem Durchgang der aufsteigenden Temperaturkurve durch ihren Mittelwert beginnen (also etwa um den 8. April herum) und berücksichtigen wir, dass die mittlere Amplitude der Schwingung $(11{\cdot}2 + 10{\cdot}3) : 2 = 10{\cdot}75^0$ ist, so lautet dieselbe:

$$t = 10{\cdot}75 \sin x,$$

wo der veränderliche Winkel x im Laufe des Jahres die ganze Peripherie durchläuft, also für die Monatsordinaten um je $360 : 12 = 30^0$ fortschreitet und wo für den 8 April $x = 0$ zu setzen ist.

[1]) Allgemeines: Kämtz, Repertorium f Met B I 1860 Ableitung mittlerer Resultate aus meteorologischen Erscheinungen S 123 etc — E Schmid, Lehrbuch der Meteorologie 1860 S 8 etc — H Meyer, Anleitung zur Bearbeitung meteorologischer Beobachtungen. Berlin 1891 S 34 etc — Weihrauch, Untersuchungen über die Besselsche Formel und deren Verwendung in der Meteorologie Schriften der Naturf. Gesellschaft in Dorpat IV 1888 u V 1890, wohl die gründlichste bezügliche Untersuchung — P Schreiber, Untersuchung über das Wesen der sogenannten Besselschen Formel Nova Acta der Leop Carol Akad B LVIII Nr 3 1892 — Ad Schmidt, Über die Verwendung trigonometrischer Reihen in der Meteorologie. Gotha 1894 Mit Litteraturnachweis, wichtige, allgemein orientierende Abhandlung — L Grossmann, Über die Anwendung der Besselschen Formel in der Meteorologie Archiv der Deutschen Seewarte B XVII 1894 Nr 5 — Von der älteren Litteratur sei hier nur verwiesen auf die sehr wertvolle Schrift von A Bravais, Sur la manière de représenter les variations diurnes ou annuelles des éléments météorologiques par des séries trigonométriques (Voyages en Scandinavie etc) Paris 1849 Auf anderes, mehr den Rechnungsvorgang speziell betreffendes wird noch gelegentlich aufmerksam gemacht

Diese Darstellung wäre aber noch unvollkommen, da sie den Ausgangspunkt auf den Durchgang der Kurve durch Null verlegt, derselbe also für verschiedene Orte verschieden zu nehmen wäre, und überhaupt erst durch Rechnung oder Konstruktion festgestellt werden müsste. Wir beginnen aber das Jahr mit dem Januar, und der Wert unserer Gleichung für $x = 0$ sollte deshalb das Monatsmittel des Januar sein, welches der mittleren Temperatur des 16. Januar entspricht. Da diese die niedrigste Temperatur im Laufe des Jahres ist, so muss der Sinus des variablen Winkels für den Januar seinen grössten negativen Wert, d. i. -1^0 erreichen, der Winkel also 270^0 sein. Die vollständige Jahresgleichung der Temperatur, welche den Wert für $x = 0$ mit unserer Zeitrechnung in Übereinstimmung bringt, erhalten wir demnach, wenn wir zu dem veränderlichen Winkel einen konstanten Winkel hinzufügen, welcher der Phasenzeit der Erscheinung entspricht und in unserem Falle 270^0 ist. Die Jahresgleichung der Temperatur für Graz lautet deshalb in erster Annäherung:

$$8{\cdot}02 + 10{\cdot}75 \sin (270^0 + x).$$

Die nach dieser Formel ($x = 0$ für Januar, $x = 30^0$ für Februar, $x = 60^0$ für März gesetzt etc.) berechneten Werte der Monatstemperaturen zeigen aber, wenn sie auch den jährlichen Temperaturgang schon ziemlich gut repräsentieren, doch noch folgende Abweichungen von den beobachteten Temperaturen:

Monat	Januar Dezember	Februar November	März Oktober	April September	Mai August	Juni Juli
Abweichung	0.5 1.1	—0.3 0.4	—0.4 —0.8	—0.9 —0.3	0.1 —0.3	0.4 0.5
Mittel	0.8	0.0	—0.6	—0.6	—0.1	0.5
also Korrektion	—0.8	0.0	0.6	0.6	0.1	—0.5

Die Abweichungen befolgen, wie man sieht, eine doppelte Periode, sie erreichen im Laufe des Jahres zwei Maxima und zwei Minima und können demnach durch vier Kreisbogen ausgedrückt werden; die Amplitude ist ca. $(0{\cdot}8 + 0{\cdot}6) : 2 = 0{\cdot}7$. Der veränderliche Winkel muss $2x$ geschrieben werden, weil er im Laufe des Jahres 2 mal die Peripherie durchlaufen muss, für die Monatsintervalle also um 60^0 fortschreitet. Der konstante Winkel C, die Phasenzeit, ist durch die Bedingung gegeben, dass das Korrektionsglied im Februar und August sich auf Null reduziert, somit $C + 60 = 0$ oder $C = -60^0$ wird. Da aber die Korrektion vom Januar zum März von — in + übergehen muss, so liegt der Winkel (der sinus) -60^0 im IV. Quadranten und beträgt demnach $360 - 60 = 300^0$.

Das Korrektionsglied lautet somit $0{\cdot}70 \sin (300 + 2x)$ und die ganze Jahresgleichung der Temperatur für Graz wird:

$$8{\cdot}02 + 10{\cdot}75 \sin (270 + x) + 0{\cdot}70 \sin (300 + 2x).$$

Die nach dieser Gleichung berechneten Monatsmittel der Temperatur zeigen schon eine völlig hinreichende Annäherung an die beobachteten Temperaturen.

Berechnete Werte der Monatstemperaturen und Vergleich mit den beobachteten Temperaturen

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
Berechnet	—3.3	—1.3	3.3	8.6	13.4	16.7	18.2	17.3	14.0	8.6	2.6	—1.9
Beobacht.	—3.2	—1.0	3.1	8.9	13.3	16.9	18.3	17.6	13.7	8.8	2.2	—2.3

Wir haben derart auf rein empirischem Wege eine Gleichung des jährlichen Wärmeganges für Graz gefunden, welche für viele Zwecke schon genügen würde. Man sieht leicht ein, das durch Hinzufügung eines dritten Gliedes mit dem drei-

fachen des veranderlichen Winkels die Annaherung an die beobachteten Werte noch gesteigert werden konnte Dass Ergebnis in allgemeiner Form lautet demnach, dass durch eine Reihe von der Form:

$$a_0 + a_1 \sin (A_1 + x) + a_2 \sin (A_2 + 2x) + a_3 \sin (A_3 + 3x)$$

auch eine kompliziertere Periode mit hinreichender Genauigkeit dargestellt werden, somit in eine Reihe von einfachen Pendelschwingungen aufgelost werden kann Die numerischen Koeffizienten a_1, a_2, a_3 sind die Amplituden dieser Partialperioden oder harmonischen Konstituenten, die Winkelgrossen A_1, A_2, A_3 die Phasenzeiten derselben, a_0 ist der Mittelwert der Funktion

In sehr vielen Fallen wird der Verlauf der Periode selbst (die Abweichungen vom Mittel) durch die ersten zwei periodischen Glieder mit hinlanglicher Genauigkeit wiedergegeben Es repräsentieren demnach zwei Amplituden (a_1 und a_2) und zwei Winkelgrossen (A_1 und A_2) die beobachteten 12 oder 24 Zahlenwerte der jahrlichen oder der taglichen Periode fast vollstandig Man erzielt also durch die harmonische Analyse einer periodischen Erscheinung eine sehr grosse Ersparnis an Zahlen und somit eine grossere Ubersichtlichkeit, wenn es sich um die Zusammenfassung und den Vergleich des Ablaufes dieser Perioden an zahlreicheren Orten handelt Das Ziel jeder Wissenschaft, die Mannigfaltigkeit der Erscheinungen auf die einfachsten anschaulichen oder begrifflichen Formen zuruckzufuhren, sie unter einen moglichst einheitlichen Gesichtspunkt zu stellen, wird durch die Darstellung der periodischen Naturerscheinungen mittelst trigonometrischer Reihen am vollkommensten erreicht

Ein sehr grosser Vorteil dieser Darstellung besteht noch darin, dass man die Amplituden und die Phasenzeiten gesondert erhält, wodurch der Einblick in die Ubereinstimmung oder Art der Verschiedenheit von zur Untersuchung vorliegenden Perioden ungemein erleichtert, ja direkt erzielt wird, wie sich dies in der Form von Kurven oder graphischen Darstellungen oder von Abweichungen der aquidistanten Werte vom Mittelwert durchaus nicht erreichen liesse Zahlreiche periodische Erscheinungen sind in der Form, in der sie uns in den Beobachtungen entgegentreten, durch Ubereinanderlagerung verschiedener Perioden entstanden, oder eine uns bekannte Periode ist durch die Superposition einer oder mehrerer anderer nur ortlich auftretender Perioden so deformiert worden, dass wir sie als solche gar nicht mehr erkennen, und sie ganz fremdartig erscheint. Dies hat schon oft zu missverstandlichen Auffassungen und zu haltlosen Theorien gefuhrt. So erscheint z B. die bekannte tägliche Doppelschwankung des Luftdruckes an manchen Orten, z. B in Madrid, Klagenfurt etc im Sommer als eine einfache umgekehrte Temperaturkurve Die harmonische Analyse (die Bezeichnung ist ihrer Kurze wegen vorteilhaft) einer solchen Periode trennt aber sogleich die fremden Bestandteile von derselben ab, indem sie die einzelnen Konstituenten der Periode entwickelt, und die ganztagigen von den halbtagigen Schwankungen etc. absondert

Der grosste Vorteil der Methode besteht aber darin, dass sie uberhaupt fur den Ablauf der betreffenden Naturerscheinung einen zweckmassigen mathematischen Ausdruck aufstellen lehrt, der in analytische Untersuchungen als Reprasentant derselben eingestellt werden kann, und derart der Meteorologie einen Platz in der theoretischen Physik sichert. Hat man fur die Perioden gewisser Erscheinungen diese Reihenentwickelung aufgestellt, so kann man mit der grössten Leichtigkeit und Eleganz die Perioden addieren, subtrahieren, durch Anderung der Winkelkonstanten auf andere Phasenzeiten beziehen, durch Multiplikation und Division

der Amplituden, z. B. Temperaturschwankungen auf Druckschwankungen reduzieren und umgekehrt; kurz man kann mit denselben rechnen und hat derart die Beobachtungen in die für wissenschaftliche Untersuchungen am meisten geeignete Form gebracht.

2. Berechnung der Konstanten der trigonometrischen Reihen. Der empirische Vorgang, durch welchen wir oben die Konstanten einer Sinusreihe genähert erhalten haben, wäre natürlich viel zu wenig exakt. Er lässt auch die ganz unrichtige Meinung aufkommen, dass man, z. B. um das zweite Glied der Reihe zu berechnen, das erste schon kennen muss etc., während es in Wirklichkeit eine der wichtigsten und vorteilhaftesten Eigenschaften dieser Reihenberechnung ist, dass jedes Glied derselben für sich berechnet werden kann, auch ganz allein, ohne dass man die anderen Glieder zu kennen nötig hat. Der obige Vorgang wurde nur zur Einführung gewählt, weil sich auf diese Weise die Form der Reihe und die Bedeutung der Konstanten auf die natürlichste Weise von selbst ergeben hat.

Jetzt wird es aber nötig, die Anweisung zu einer strengen Berechnung der Konstanten zu geben.

Die obige Form der Sinusreihen ist zur Berechnung der Konstanten nicht geeignet. Man muss zu diesem Zwecke die Sinus der Summen zweier Winkel auflösen nach dem bekannten Schema:

$$a \sin (A + x) = a \sin A \cos x + a \cos A \sin x = p \cos x + q \sin x,$$

da $a \sin A$ und $a \cos A$ Konstante sind, die wir mit p und q bezeichnen wollen. Es besteht dann die Beziehung $p : q = \operatorname{tang} A$ und $p : \sin A$ oder $q : \cos A = a$.

Die Sinusreihe, derart aufgelöst, erhält die Form:

$$a_0 + p \cos x + q \sin x + p_1 \cos 2x + q_1 \sin 2x + \text{etc.}$$

a_0 (oder p_0) ist der arithmetische Mittelwert aus den Beobachtungen, die wir äquidistant über die Periode verteilt annehmen, die p und q aber werden nach der Methode der kleinsten Quadrate aus den Beobachtungen abgeleitet. Bessel hat für diese Berechnung der Konstanten p und q aus äquidistanten Beobachtungen ein elegantes Rechnungsverfahren angegeben, durch welches die Darstellung der periodischen Erscheinungen durch Sinusreihen eigentlich erst Eingang in die Meteorologie gefunden hat. Man nennt daher eine solche Darstellung häufig kurz: die Besselsche Formel. Wir möchten aber diese Bezeichnung vermeiden, weil man unter der Formel für eine Erscheinung zumeist die Aufstellung eines Gesetzes für dieselbe versteht, den Ausdruck der Abhängigkeit derselben von Veränderungen der Grössen anderer Art (z. B. der Abhängigkeit des Luftdruckes von der Höhe, barometrische Höhenformel), während die Darstellung einer periodischen Erscheinung durch Sinusreihen nur der kürzeste mathematische Ausdruck für die Beobachtungen selbst ist, nichts Neues hinzufügt und an sich gar keine Theorie enthält.

Die Methode der kleinsten Quadrate führt zu folgenden Bestimmungsgleichungen für die p und q, bezüglich deren Ableitung und Begründung wir auf H. Meyer, „Anleitung", S. 36 etc. oder Kämtz, Rep. I. S. 126 etc., Schmid, Lehrbuch, S. 8 etc. verweisen müssen.

Bezeichnen wir mit n die Anzahl der äquidistanten über die ganze Periode verteilten Beobachtungen, diese letzteren selbst der Reihe nach mit u_0, u_1, u_2 etc. bis u_{n-1}, so ist:

$p_0 = a_0 = (u_0 + u_1 + u_2 + \ldots u_{n-1}) : n$, d. i. der arithmetische Mittelwert

$p_1 = (u_0 + u_1 \cos x + u_2 \cos 2x + \ldots + u_{n-1} \cos (n-1)x) : {}^1/_2 n$

$q_1 = (u_1 \sin x + u_2 \sin 2x + \ldots + u_{n-1} \sin (n-1)x) : {}^1/_2 n$

$p_2 = (u_0 + u_1 \cos 2x + u_2 \cos 4x + \ldots + u_{n-1} \cos (n-1)2x) : {}^1/_2 n$

$q_2 = (u_1 \sin 2x + u_2 \sin 4x + \ldots + u_{n-1} \sin (n-1)2x) : {}^1/_2 n$

etc.

oder in Worten: Um p_1 zu erhalten, multipliziert man z. B. im Falle[1]) von $n = 6$, also $x = 360 : 6 = 60^0$, die erste Beobachtung u_0 mit cos 0, die zweite u_1 mit cos 60, die dritte u_2 mit cos 120 = — cos 60, die vierte u_3 mit cos 180, die fünfte u_4 mit cos 240 = — cos 60 und die sechste und letzte u_5 mit cos 300 = cos 60, addiert die Produkte und dividiert sie durch 3, der Quotient ist dann p_1. Dasselbe Verfahren mit dem Sinusfaktoren führt zur Kenntnis von q_1 u. s. w. Das Schema der Berechnung ist also einfach folgendes:

cos 0	60	—60
—	—	+
u_0	u_1	$-u_2$
$-u_3$	$-u_4$	u_5
$(u_0 - u_3)$ cos 0,	$(u_1 - u_4)$ cos 60,	$(u_5 - u_2)$ cos 60

$p_1 = {}^1/_3 [u_0 - u_3 + {}^1/_2 (u_1 - u_4) + {}^1/_2 (u_5 - u_2)]$

sin 0	60	60
—	—	—
u_0	u_1	u_2
$-u_3$	$-u_4$	$-u_5$
$(u_0 - u_3)$ sin 0,	$(u_1 - u_4)$ sin 60,	$(u_2 - u_5)$ sin 60

$q_1 = {}^1/_3 [0.866 (u_1 - u_4) + 0.866 (u_2 - u_5)]$

Um q_1 zu erhalten, braucht man, wie zu ersehen ist, die Beobachtungen gar nicht mehr neu anzuschreiben und zu addieren, es fällt für q_1 bloss das erste Glied weg, da sin 0 gleich 0, das dritte ändert bloss das Zeichen, der Multiplikator cos 60 ist $^1/_2$, sin 60^0, 0·866.

Da $p_1 = a_1 \sin A$, $q_1 = a_1 \cos A_1$ (siehe oben), so ist $p_1 : q_1 = \text{tang } A_1$, liefert also den Phasenwinkel A_1, a_1 aber erhält man aus $p_1 : \sin A_1$ oder $q_1 : \cos A_1$.

In gleicher Weise erhält man dann auch p_2 und q_2, wo der Winkel x dann um je 120, d. i. 2×60^0, fortschreitet, und das Rechenschema cos 0, — 60^0, — 60^0, und sin 0, + 60^0, — 60^0 wird etc.

Dieses Rechenschema schliesst sich unmittelbar an die Bestimmungsgleichungen für die p und q an und stellt an das Gedächtnis, wie bei verschiedenen n zu rechnen ist, gar keine Anforderung[2]).

Die Werte der (natürlichen) cosinus und sinus, die man als Multiplikatoren zumeist braucht, sind:

Winkel	0^0	15^0	30^0	45^0	60^0	75^0	90^0
cos	1.000	0.966	0.866	0.707	0.500	0.259	0.000
sin	0.000	0.259	0.500	0.707	0.866	0.966	1.000

Tafeln der Vielfachen dieser Zahlen findet man in „Anleitung zu meteorologischen Beobachtungen" II. Teil. Wien 1895. S. 88 etc. Die Verwendung derselben macht die Berechnung der Konstanten der Sinusreihen äusserst einfach.

---

[1]) Dieser Fall kommt bei Schiffsbeobachtungen häufig vor, wo die Beobachtungen nach Wachen, also von 4 zu 4 Stunden, angestellt werden.

[2]) Deshalb halte ich dieses Schema für das bequemste. Die am meisten verbreiteten Anweisungen bei Kämtz (l. c. S. 127), Ferrel („Advances" S. 340), R. Scott (Quarterly Weather Report for 1870. Appendix IV), Blanford (The Indian Meteorologist's Vademecum. Calcutta 1877. S. 73 etc.) sind zu kompliziert und erfordern bei der Verwendung Numerierung der Beobachtungen, fortwährende Anspannung der Aufmerksamkeit und umständlichere Rechenarbeit. Auch bei L. Grossmanns Praktischer Anleitung zur Berechnung der Konstanten der Besselschen Formel (bei W. Halle. Altona 1895) muss man diese Anleitung stets zur Hand haben, da man das Schema nicht im Kopfe behalten kann. Dafür enthält aber diese Anleitung auch die schärfere Methode nach Weihrauch zur Berechnung des jährlichen Ganges aus den Mitteln der bürgerlichen Monate. Tafeln zur Erleichterung der Berechnung s. a. Appendix. Hourly Readings of the Self Recording Instruments for 1884.

I. Beispiel. Berechnung des jährlichen Temperaturganges zu Graz. (Mittel 1851 bis 1880. Station des Physikalischen Instituts.)

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
—3·2	—1·0	3·1	8·9	13·3	16·9	18·3	17·6	13·7	8·8	2·2	—2·4	8·02

0	30	60	90	—60	—30
—	—	—	—	+	+
— 3·2	— 1·0	3·1	8·9	—13·3	—16·9
—18·3	—17·6	—13·7	—8·8	2·2	— 2.4
—21·5	—18·6	—10·6	0·1	—11·1	—19·3
—32·8	∓19·3	∓11·1	0·43		
—10·8	—37·9	—21·7	0·35		
—65·1	+ 0·7	+ 0·5	+0·88	p_1 = — 10·85	
				q_1 = + 0.15	

log sin A_1 = 9·99996 (sin negativ
log p_1 = 1·03543 (cos positiv, also IV.
log q_1 = 9·17609 Quadrant)
log $(p_1 : q_1)$ = 11·85934 = log tang 89° 12′
log a_1 = 1·03547 359° 60′
a_1 = 10·85 A = 270° 48′

0	60	—60	—180	—60	+60
— 3·2	— 1·0	— 3·1	— 8·9	—13·3	16·9
18·3	17·6	—13·7	— 8·8	— 2·2	— 2·4
15·1	+16·6	∓ 16·8	—17·7	—15·5	± 14·5
—17·7	+14·5	—15·5		—30·0	
— 2·6	+31·1	—32·3		+33·4	
— 0·6		— 1·2		+ 3·4,	+2·94
— 3·2					

log sin A_1 = 9·86589 p_2 = — 0·53
log p_2 = 9·72428 q_2 = + 0·49
log q_2 = 9·69020
log $(p_2 : q_2)$ = 10·03408 = log tang 47° 15′
log a_2 = 9·85839 359° 60′
a_2 = 0·0·72 A_2 = 312° 45′

Gleichung des jährlichen Ganges:

$$8{\cdot}02 + 10{\cdot}85 \sin (270{\cdot}8 + x) + 0{\cdot}72 \sin (312{\cdot}8 + 2x),$$

oder:

$$8{\cdot}02 - 10{\cdot}85 \cos x + 0{\cdot}15 \sin x - 0{\cdot}53 \cos 2x + 0{\cdot}49 \sin 2x.$$

Auswertung der Formel in der ersten einfacheren Form:

I. Glied:

Winkelkonst.	—89°12′	—59°12′	—29°12′	+0°48′	+30°48	+60°48′ | 90°48′=+89°12′etc.
Logarithmen	(Winkel wiederholen sich jetzt mit engegengesetzten Zeichen.)					
log sin	9·9999	9·9340	9·6883	8·1450	9·7093	9·9410
log a_1	1·0355	1·0355	1·0355	1·0355	1·0355	1·0355
	1·0334	0·9695	0.7238	9·1805	0·7448	0·9765

II. Glied: Winkelkonstanten	—47° 15′	+12° 45′	+72° 45′	(—47° 15′, Wiederholung der Winkel.)
Logarithmen	9·8658	9·3438	9·9800	
log a_2	9·8584	9·8584	9·8584	
	9·7242	9·2022	9·8384	

I.	—10·85	—9·32	—5·29	0·15	5·55	9·47	10·85	9·32	5·29	—0·15	—5·55	— 9·47
II.	— 0·53	0·16	0·69	0·53	—0·16	—0·69	—0·53	0·16	0·69	0·53	—0·16	— 0·69
	—11·38	—9·16	—4·60	0·68	5·39	8·78	10·32	9·48	5·98	0·38	—5·71	—10·16

Temperaturgang von Graz.

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
	—11.38	—9.16	—4.60	0.68	5.39	8.78	10.32	9.48	5.98	0.38	—5.71	—10.16
a_0 =	8.02	8.02	8.02	8.02	8.02	8.02	8.02	8.02	8.02	8.02	8.02	8.02
t =	—3.36	—1.14	3.42	8.70	13.41	16.80	18.34	17.50	14.00	8.40	2.31	—2.14
Beobachtet	—3.2	—1.0	3.1	8.9	13.3	16.9	18.3	17.6	13.7	8.8	2.2	—2.4
Differenz	—0.2	—0.1	0.3	—0.2	0.1	—0.1	0.0	—0.1	0.3	—0.4	0.1	0.3
Differenz gegen das 40jährige Mittel (1851—1890).												
Differenz	—0.1	0.0	0.3	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.4	—0.2	0.0	0.2

Die aus den 30jährigen Beobachtungen 1851—1880 berechneten Werte nähern sich demnach erheblich den 40jährigen (1851—1890) beobachteten Werten, alle Differenzen sind kleiner geworden, mit Ausnahme von März und September. Während die Summe der Abweichungen von den 30jährigen Mitteln 2·2° beträgt, ist die Summe der Abweichungen von den 40jährigen Mitteln bloss 1·2°, also nahe

um die Hälfte kleiner Die Rechnung hat demnach Werte geliefert, welche sich langjährigen Mittelwerten noch mehr annähern.

Die Zeit ist hier gerechnet von der Mitte des Januar an, also vom 16 Januar, für welchen das Januarmittel gilt und x = 0 wird [1])

Bemerkungen zum Rechnungsschema Beim ersten Gliede ist zu beachten, dass der Sinus (der die q liefert) im zweiten und vierten Quadranten das entgegengesetzte Zeichen hat gegen den Cosinus, weshalb die letzten zwei Summanden rechts das Zeichen wechseln und statt —37 9 und —21 7 nun +0 7 und +0 5 erscheinen Beim zweiten Gliede ändern deshalb die dritten und sechsten Summen das Zeichen, wie angedeutet Um aus den Logarithmen von p oder q die Logarithmen der Koeffizienten a zu erhalten, geht man in der Tafel von den Tangenten gleich zu dem log von sin oder cos hinüber und subtrahiert denselben von log p_1 oder log q_1, immer von dem grösseren Werte, weil die Differenz (der Quotient) dadurch etwas genauer wird Es ist bequem, diese Logarithmen gleich über log p oder unter log q zu schreiben (Raum lassen deshalb), wie oben (über log p_1 und log p_2) geschehen, weil hier die Winkel über 45° hinausgehen, andernfalls ist q grösser und deshalb log cos davon zu subtrahieren

Die Ausweitung der Formel geschieht am bequemsten mit vierstelligen Logarithmen Man schreibt die Winkel der Reihe nach auf, indem man sie, im vorliegenden Falle, um je 30, resp 60° vergrössert oder vorwärts dreht und dabei den Quadranten beachtet Man braucht natürlich stets nur die Hälfte der Peripherie direkt zu berechnen, dann wiederholen sich die Winkel und damit auch die Zahlen mit entgegengesetzten Zeichen.

Die ganze Rechnung nimmt, wie man sieht, sehr wenig Zeit in Anspruch

II Beispiel Berechnung eines täglichen Ganges

Täglicher Gang des Barometers zu Kimberley (Südafrika, 28° 42′ südl Br, 24° 27′ östl L, 1204 m) Gegeben in Abweichungen vom Tagesmittel in Tausendteilen des englischen Zolles

Stunde	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Vormittag	6	3	—1	—4	—1	7	19	30	40	43	39	29
Nachmittag	9	—11	—31	—42	—46	—42	—35	—21	—7	1	8	7

Rechnungsschema für das I Glied

0	15	30	45	60	75	90	—75	—60	—45	—30	—15
—	—	—	—	—	—	—	+	+	+	+	+
6	3	—1	—4	—1	7	19	—30	—40	—43	—39	—29
—9	11	31	42	46	42	35	—21	—7	1	8	7
—0030	14	30	38	45	49	0540	—51	—47	—42	—31	—22
—77	∓22	∓31	∓42	∓47	∓51	093					
—09	—8	—1	—4	—2	—2	305					
—28	+36	+61	+80	+92	+100	565					
—10						797					
—05						966					
—0159						+3266					

p_1 = —0 0013 log p_1 = 7 11394
q_1 = +0 0272 log q_1 = 8 43457
25° 33′ log cos A = (0 95531)
359° 60′ log Tang 8 67937
A_1 = 334° 27′ log a_1 = 8 47926
a_1 = 0 0301″

II Glied

0	30	60	90	—60	—30
—	—	—	—	+	+
6	3	—1	—4	1	—7
—19	—30	—40	—43	39	29
9	—11	—31	—42	46	42
35	21	7	—1	8	7
+0310	—17	—65	—090	+94	+71
468	±71	±94	138		
145	+54	+29	044		
+0923	—88	—159	0 272		

p_2 = +0 0077
q_2 = —0.0227

III Glied

0	45	90	—45
—	—	—	+
6	3	—1	4
1	—7	—19	30
40	43	39	—29
—9	11	31	—42
—46	—42	—35	21
7	—1	—8	7
—0010	+7	+0070	—9
—14	—	14	+
—0024		+0084	

Die zweite und vierte Reihe ändert zur Berechnung des q_3 das Zeichen, da der Sinus im zweiten u vierten Quadranten das entgegengesetzte Zeichen des cos hat

[1]) Soll die Zeit vom 1 Januar an gerechnet werden, so ist die Konstante A_1 um 15° 17′, A_2 um 30° 34′ etc zu verkleinern Eine Tabelle der Werte von x für den Mittag eines jeden Jahrestages findet man in Ch Schott Tables of the Atmospheric Temp in the U S Smith Contrib Nr 277 Washington 1876 S 173.

$\log p_2 = 7{\cdot}88649$	$p_2 = +0{\cdot}0077$	$p_3 = -0{\cdot}0002$	$\log p_3 = 6{\cdot}30103$
$\log q_2 = 8{\cdot}35603$	$q_2 = -0{\cdot}0227$	$q_3 = +0{\cdot}0007$	$\log q_3 = 6{\cdot}84510$
$\log\cos A_2$ $(0{\cdot}97636)$			$\log\cos A_3$ $(0{\cdot}98295)$
$\log(p_2 : q_2)$ $9{\cdot}53046 = \log\operatorname{tang} A_2$	$18^0\,44'$	$15^0\,57'$	$\log\operatorname{tang} A_3$ $9{\cdot}45593$
$\log a_2 = 8{\cdot}37967$	$179^0\,60'$	$359^0\,60'$	$\log a_3 = 6{\cdot}86215$
$a_2 = 0{\cdot}0240$ engl. Zoll	$161^0\,16' = A_2$	$344^0\;\;3' = A_3$	$a_3 = 0{\cdot}00073''$

Die Gleichung des täglichen Ganges des Barometers zu Kimberley ist deshalb: $x = 0$ für Mitternacht (mittlere Zeit $22\,^1/_2{}^0$ östlich v. Gr.).

$$26.143'' + 0.0301 \sin(334.5 + x) + 0.0240 \sin(161.3 + 2x) + 0.0007 \sin(344.1^0 + 3x),$$

in Metermass und reduziert auf Lokalzeit.

$$663.02^{\text{mm}} + 0.766 \sin(332.5 + x) + 0.608 \sin(157.3 + 2x) + 0.018 \sin(338.1^0 + 3x),$$

Da die Uhr in Kimberley gegen die mittlere Ortszeit um 8 Minuten rund zu spät geht, so müssen die Winkelkonstanten, um sie auf Ortszeit zu reduzieren, um respektive 2^0, 4^0 und 6^0 verkleinert werden, was im zweiten Ansatz der Gleichung geschehen ist.

Man benutzt die Darstellung der Periode einer Erscheinung durch die sogenannte Besselsche Formel zuweilen auch zur Berechnung des Eintrittes und der Werte der Extreme und der Media. Dies ist aber nur dann statthaft, wenn man so viel Glieder der Formel rechnet, dass die Extreme nicht merklich abgestumpft werden. Bei Anwendung auf den täglichen Gang der Temperatur ist es aber zu vermeiden, auf diesem Wege den Eintritt des Minimums zu berechnen, namentlich für kontinental gelegene Orte, weil die scharfe Biegung der Temperaturkurve zur Zeit des Morgenminimums durch die Sinusreihen für diesen Zweck nicht entsprechend dargestellt werden kann.[1]) Im allgemeinen empfiehlt es sich, zur Bestimmung der Extreme die graphische Darstellung der Beobachtungen zu benutzen. Eine bequeme Methode, dieselbe aus den Sinusreihen zu berechnen, hat Jelinek angegeben. Ein Hinweis darauf muss hier genügen.[2])

3. Vorbereitung der beobachteten meteorologischen Werte zur Berechnung nach harmonischen Reihen.

a. Die tägliche Periode. Der tägliche Gang der meteorologischen Elemente, wie er unmittelbar aus stündlichen Ablesungen oder durch Reduktion der Autographenzeichnungen in Form von Monats-Stundenmitteln gefunden wird, enthält fast stets in den mittleren und namentlich in höheren Breiten neben der regelmässigen täglichen Änderung auch noch die jährliche Änderung, oder was meist viel störender zu Tage tritt, die unregelmässigen Änderungen der betreffenden Elemente, indem die Temperatur, der Luftdruck etc. am Ende des Monates nicht zu dem Anfangswert zurückkehrt, sondern zugleich einer mehr oder weniger progressiven Änderung unterworfen ist. Man muss deshalb diese Änderungen eliminieren, um den wahren täglichen Gang zu erhalten, und denselben der Rechnung unterwerfen zu können. Eine Vorschrift dafür hat Lamont gegeben.[3])

Es wird dabei angenommen, dass die Änderung (auch die unperiodische) im Monatsmittel als rein progressiv vor sich gehend betrachtet werden darf, somit

---

[1]) Sehr instruktiv sind in dieser Beziehung die Tafeln zu der Abhandlung von Lieutn. Gen. Sir Rob. Strachey: Harmonic Analysis of hourly Observ. of Temp. and Pressure at British Observatories. I. Temp. Phil. Trans. R. Soc. Vol 184. 1893. Von April bis September stellt das erste Glied der Reihe allein (mit a_1 und A_1) den Temperaturgang sehr gut dar, nur ist das Morgenminimum bedeutend verfrüht.

[2]) Jelinek, Täglicher Gang der meteorologischen Elemente zu Prag. Denkschriften der Wiener Akad. II. 2. S. 90. 1851; Meyer, „Anleitung". S. 38; Blanford, The Indian Meteorologist's Vademecum. pag. 77.

[3]) Lamont, Annalen der Münchener Sternwarte. Supplementband VI. 1868. — Wild, Temperaturverhältnisse des Russischen Reiches. S. 7. — Nils Ekholm, Ableitung einer periodischen Variation aus einer Reihe in gleichen Zeitintervallen beobachteter Grössen. Zeitschrift f. Met. 1885. B. XX. S. 81. Aber viel früher schon Bravais in der oben citierten Publikation S. 37: Préparation préliminaire des moyennes horaires. Paris 1849. Man s. auch Schreiber, Über das Lamontsche Verfahren etc. Met. Z. XXIV. 1889. S. 468, und A. Schmid, Über die Verwendung trigonometrischer Reihen in der Meteorologie. S. 11, wo ein Verfahren angegeben wird, den störenden Einfluss fremder Perioden erst nach der Konstantenbestimmung zu eliminieren. S. auch Sitzungsberichte der Wiener Akad. 1887. II. S. 998.

durch eine gegen die Abscissenachse, auf welcher die Stundenwerte aufgetragen gedacht sind, mehr oder minder geneigte Gerade dargestellt werden konnte.

Damit ist auch das Rechnungsverfahren schon angegeben. Man ermittelt, um wie viel der mittlere Monatswert der letzten Tagesstunde durch die jährliche oder unperiodische Änderung verändert worden ist, und verteilt dann diese Änderung als Korrektion in sinngemässer Weise auf die einzelnen Tagesstunden, wie aus folgendem Beispiel am einfachsten ersichtlich wird:

Täglicher Gang des Luftdruckes zu Wien im April 1898. 740 mm +

2h	4h	6h	8h	10h	Mittg	2h	4h	6h	8h	10h	Mittn
1·08	0·99*	1·15	1·48	**1·66**	1·38	1·00	0·66*	0·74	1·33	**1·57**	1·53

Die tägliche Periode des Luftdruckes ist zwar in dieser Zahlenreihe schon deutlich ausgesprochen, man bemerkt aber sogleich, dass die Änderung von Mitternacht bis 2^h weit über die normale tägliche Änderung hinausgeht, dass also der Luftdruck im Mittel während des ganzen Monates gestiegen ist, wodurch die Stundenmittel vom Anfang gegen das Ende des Tages kontinuierlich wachsen. Diese Zunahme ist nun in Abzug zu bringen. Aus den obigen Mitteln ist aber diese Änderung nicht zu entnehmen, man muss auf die Einzelwerte zurückgehen. Die Ablesung am 1. April 2^h a m war 737·7, jene am 1. Mai 2^h a m aber 744·3; ohne unperiodische und jährliche Änderung hätte sie wieder 737·7 sein müssen. Die Differenz von 6·6 mm dividiert durch 30 = 0·22 giebt an, dass der Luftdruck durchschnittlich täglich vom Anfang zum Ende des Tages um 0·22 mm gestiegen ist. Um das Mittel nicht zu ändern, verteilt man die Hälfte dieser Differenz mit entgegengesetzten Zeichen auf die beiden Tageshälften wie folgt.

2h	4h	6h	8h	10h	Mittg	2h	4h	6h	8h	10h	Mittn	2h[1])
1·08	0·99	1·15	1·48	1·66	1·38	1·00	0·66	0·74	1·33	1·57	1·53	1·30
+11	+9	+7	+5	+3	+1		—1	—3	—5	—7	—9	—11
1·19	1·08*	1·22	1·53	**1·69**	1·39	1·00	0·65*	0·71	1·28	**1·50**	1·43	1·19

Jetzt schliesst sich das Ende des Tages völlig genau an den Anfang desselben an, wie es sein muss, wenn nur eine tägliche Periode vorhanden ist, und die korrigierten Stundenmittel von 2^ha bis Mitternacht stellen deshalb die wahre tägliche Periode dar.

Hat man mehrere Serien solcher Beobachtungen mit Unterbrechungen, so muss für jede Serie separat die obige Differenz oder unperiodische Änderung aufgesucht und dann über die Mittel der Serien die mittlere Differenz in obiger Weise verteilt werden.[2])

Diese meist nach Lamont genannte Korrektur führt, wenn es sich um Monatsstundenmittel aus mehreren Jahren handelt, also die unperiodischen Änderungen schon ziemlich eliminiert und bloss noch die jährliche Änderung als Störung in denselben übrig geblieben ist, man darf wohl sagen stets zu dem erwünschten Ziele. Bei Stundenmitteln einzelner Monate ist das allerdings oft nicht der Fall, weil die Voraussetzung, dass die unperiodischen Störungen im Monatsmittel linear verlaufen, nicht immer zutrifft, die auf den täglichen Gang superponierten Störungen in der

---

[1]) Dies ist 1·08 (für 2 h a m) + 0·22. Diesen Wert hätte man auch erhalten, wenn man ein Mittel für 2 h a m ohne 1. April, aber dafür mit Einrechnung des ersten Mai gebildet hätte.

[2]) Fehlen einzelne Terminbeobachtungen, so müssen dieselben in passender Weise interpoliert werden, nach dem beiläufigen täglichen Gang, oder selbst nur linear, dann erst dürfen die Stundenmittel gebildet werden. Fehlen zu viele Beobachtungen an einem Tage, so wird derselbe am besten von der Rechnung ausgeschlossen, dafür ist aber auch die Korrektion, die oben erläutert worden ist, im Mittel zu berücksichtigen.

That unregelmässig verlaufen, also durch linear fortschreitende Korrektionen nicht eliminiert werden können.[1])

b. Die jährliche Periode. Die angegebene Berechnung der Konstanten der trigonometrischen Reihen setzt äquidistante Beobachtungen oder denselben äquivalente Mittelwerte voraus. Man verfügt aber zur Berechnung der jährlichen Periode fast stets nur über Mittel der bürgerlichen Monate, die dieser Anforderung nicht entsprechen. Man muss sich deshalb zunächst äquidistante Werte verschaffen. Die wirklichen Jahreszwölftel bestehen aus Perioden von 30·44 Tagen, die man auch Normalmonate nennt. Liegen Tagesmittel aus vieljährigen Beobachtungen abgeleitet vor, so kann man sich aus ihnen neue Mittel nach Normalmonaten bilden.[2])

Im anderen Falle kann man den jährlichen Gang der Temperatur nach den Mitteln der bürgerlichen Monate als Kurve zeichnen, wobei man aber die Korrektionen auf den mittleren Tag des Monates[3]) vorher anbringen muss, und dann der Kurve 12 äquidistante Ordinaten entnehmen, die nun in die Rechnung eingestellt werden. De Forest und A. Angot haben auch Formeln berechnet, mittelst welcher man aus den Mitteln der bürgerlichen Monate selbst Korrektionen ableiten kann, durch welche erstere auf Normalmonate reduziert werden können.[4])

Die Formeln von Angot sind einfacher und bequemer, weil sie mit den Differenzen der Monatsmitteln zu rechnen gestatten, während De Forest die Mittelwerte selbst zur Ableitung der Korrektionen verwendet. Beide Anweisungen liefern aber etwas zu kleine Korrektionen, namentlich jene von Angot, nach den Proben, die ich gemacht habe.[5])

---

[1]) Trotzdem ist auch in diesem Falle das Urteil von J. Maurer über diese Korrektionsmethode doch wohl zu hart. Zeitschrift f. Met. B. 19. 1884. S. 513 etc.

[2]) Zu diesem Zwecke mögen hier die Kalenderdaten für das Ende der Normalmonate angegeben werden, I, II etc. bezeichnen die sich folgenden Normalmonate:

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
0.44	0.62	0.06	0.50	0.94	0.37	0.81	0.25	0.69	0.13	0.56	1.00
31. Jan.	2. März	2. April	2. Mai	1. Juni	2. Juli	1. Aug.	1. Sept.	1. Okt.	1. Nov.	1. Dez.	31. Dez.

Den ersten Normalmonat bilden demnach die ersten 30 Tage des Januar + 0.44 des 31. Januar u. s. w. Die Summen sind durch 30.44 zu dividieren.

[3]) Siehe S. 98.

[4]) E. L. De Forest in Sill. Journ. of Science Nr. 129. May 1867. pag. 316. — A. Angot, Sur le calcul de la variation annuelle des éléments Météorologiques. Annales du Bureau Central. 1887. I. Memoires. In mehrfacher Hinsicht beachtenswerte Publikation. Angot giebt auch die Transformation der Formeln an, um die Konstanten statt auf die mittlere auf die wahre Position der Sonne in der Ekliptik zu beziehen, was in manchen Untersuchungen wünschenswert erscheinen kann.

[5]) Für den Unterschied zwischen der Temperatur der bürgerlichen Monate und der Normalmonate mag ein Beispiel gegeben werden. Wahlén hat aus den normalen Tagesmitteln der Temperatur nach 118 jährigen Beobachtungen die Mittel für die Normalmonate berechnet, der Vergleich derselben mit jenen für die bürgerlichen Monate ergiebt folgendes:

S. Petersburg. A. Mittel der bürgerlichen, B. Mittel der Normalmonate.

	Januar	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Sept.	Oktbr.	Nov.	Dez.
A	−9.42	−8.65	−4.62	2.03	8.65	14.81	17.70	16.09	10.77	4.49	−1.50	−6.55
B	−9.40	−8.55	−4.37	2.34	8.97	15.01	17.75	16.01	10.65	4.40	−1.57	−6.60
Differenz	0.02	0.10	0.25	0.31	0.32	0.20	0.05	−0.08	−0.12	−0.09	−0.07	−0.05
Dieselben Differenzen für Wien.												
	−0.02	0.07	0.21	0.26	0.16	0.06	0.04	−0.04	−0.06	−0.09	−0.05	−0.03

Die Unterschiede wachsen natürlich mit der Zunahme der Jahresschwankung.

Den Unterschied in den Konstanten der Sinusreihen zeigt folgender Vergleich:

	Wien				Petersburg			
	a_1	a_2	A_1	A_2	a_1	a_2	A_1	A_2
Bürgerl. Monate	11.20	0.44	269° 19′	324° 12′	13.38	0.56	263° 47′	118° 5′
Normalmonate	11.21	0.44	270° 5′	315° 44′	13.38	0.54	264° 42′	123° 32′

Wie man mit den bürgerlichen Monaten unmittelbar rechnen kann, hat Weihrauch gezeigt [1])

E. Wahlén hat nachgewiesen, dass man für die ersten drei Glieder der sog. Besselschen Formel fast identische Resultate erhält, ob man Normalmonate, oder die 73 Pentadenmittel, oder 365 Tagesmittel der Temperatur in die Rechnung einführt. Es lohnt sich daher nur in seltenen Fällen schärfer als mit Monatsmitteln rechnen zu wollen [2])

Wenn man mittelst der Konstanten der Sinusreihen, die aus Monatsmitteln abgeleitet worden sind, Tagesmittel (und Extreme) berechnen will, so müssen die Koeffizienten etwas vergrössert werden, worauf Bravais aufmerksam gemacht hat, und zwar im Verhältnis des Bogens zum entsprechenden Sinus. Auch Forbes hat schon in seiner Berechnung des jährlichen Temperaturganges zu Edinburgh eine ähnliche Korrektion für nötig erachtet. Diese Korrektion wegen der „Kurvatur" ist übrigens schon S. 98 in anderer Beziehung erörtert worden [3])

c. Unvollständige Beobachtungen. Fehlt die eine oder andere der äquidistanten Beobachtungen überhaupt (nicht bloss an einzelnen Tagen), wie dies namentlich früher vor Einführung der Autographen nicht selten mit einigen Nachtbeobachtungen der Fall war, so müssen dieselben in zweckentsprechender Weise ergänzt werden. Dies kann direkt durch Rechnung geschehen [4]) und zwar dadurch, dass man die fehlenden Daten als Unbekannte in die Konstantenbestimmung der Besselschen Formel selbst einsetzt. Aber diese Rechnung ist mühsam und steht nicht im Verhältnis zu den mit ihr zu erzielenden Resultaten, besonders wenn die fehlenden Beobachtungen in der Gegend der Extreme liegen. Der bequemste und sicherste Vorgang ist die Interpolation der fehlenden Daten durch eine graphische Darstellung der beobachteten Werte, namentlich wenn man sich dabei von dem täglichen oder jährlichen Gang des gleichen Elementes an einem benachbarten oder ähnlich gelegenen Orte leiten lassen kann. Man entnimmt dann diesem Diagramm die fehlenden Daten, stellt sie mit den beobachteten in die Rechnung ein, berechnet nun mittelst der so erhaltenen Konstanten die fehlenden Beobachtungen, und wiederholt mit diesen die Konstantenbestimmung. Dieser Vorgang ist der sicherste, bequemste und kürzeste, bei welchem man am wenigsten Gefahr läuft, den Beobachtungen Zwang anzuthun oder willkürlich zu verfahren [5])

Die Amplituden bleiben fast ungeändert, aber die Phasenzeiten ändern sich etwas, im Falle Wien um $+16'$ bei A_1 und ca. -9^0 bei A_2, in S. Petersburg um $+55'$ bei A_1 und nahe $+5\frac{1}{2}^0$ bei A_2. Auch Ch. Schott findet in Amerika eine Änderung von A_1 um ca. $+43$ bis $+48'$ durch Einführung der Temperatur der Normalmonate. Dies entspricht einer Verfrühung des Eintrittes der Extreme im jährlichen Gange um nahe einen Tag. Da die Temperatur der ersten Jahreshälfte in den Normalmonaten etwas höher ist, so war dieses Resultat vorauszusehen.

[1]) Weihrauch, l. c. Grossmann hat das Verfahren in seine „Anleitung" aufgenommen.

[2]) E. Wahlén, Der jährliche Gang der Temperatur zu S. Petersburg nach 118jährigen Tagesmitteln. Rep. f. Met. B. VII. Nr. 7. 1881. Es mag hier bemerkt werden, dass Gen.-Lieutn. Sir Rob. Strachey zur Erleichterung der Berechnung des jährlichen Ganges nach Pentadenmitteln Tafeln berechnet hat. On the Computation of the Harmonic Components etc. Proc. R. Soc. Vol. 42. pag. 61. May 1886.

[3]) Rechnet man mit Monatsmitteln, so sind die Korrektionsfaktoren beim ersten Glied $(\pi : 12) : \sin \pi/12 = 1.0115$, beim zweiten $(2\pi : 12) : \sin 2\pi/12 = 0.0200$ u. s. w., allgemein $n\pi : 12 : \sin n\pi/12$. Z. B. für Petersburg ist statt mit 13.378 mit 13.532 für a_1 und mit 0.566 (statt 0.541) für a_2 zu nehmen, um Tagesmittel zu erhalten.

[4]) Auch Bravais stellt einige Formeln zur Ergänzung fehlender Terminbeobachtungen auf.

[5]) Angot hat gezeigt, dass man auf graphischem Wege, durch Anlehnung an den bekannten Gang des Elementes an einer passend gewählten Vergleichsstation sehr gute Resultate erzielt. Étude sur la marche diurne du Baromètre. Annales du Bureau Central, Memoire de 1887. B. S. 239. Hat man die Periode durch eine Kurve dargestellt, so kann man die Konstanten der Sinusreihen auch auf mechanischem Wege durch einen

II. Die Wärmebewegung im Erdboden.

Temperaturgang im Boden. Bestimmung des Wärmeleitungskoëffizienten eines Mittels aus den Amplituden und den Änderungen der Phasenzeiten einer periodischen Wärmeänderung in verschiedenen Tiefen.[1])

Wir können jede periodische Wärmeänderung an der Bodenoberfläche und in jeder Tiefe in oben erörterter Weise durch eine Summe von Sinusreihen ausdrücken und haben bei dem analytischen Ausdruck derselben nur zu beachten, dass bei dem Eindringen der Wärmewelle in den Boden nach der Theorie die Amplituden in geometrischer Progression abnehmen, die Phasenzeiten zugleich eine Verzögerung erleiden, die Perioden selbst aber ungeändert bleiben.

Die Thermometer in den verschiedenen Tiefen werden von den jährlichen Temperaturänderungen an der Oberfläche derart beeinflusst, dass das ganzjährige Glied der Variation separat allen Thermometern in der Tiefe mitgeteilt wird, ebenso das halbjährige etc., gerade so, als wenn die einfache periodische Variation, die sie repräsentieren, allein vorhanden wäre. Dies gilt für Orte, wo die Oberfläche der Erde nahezu eben und gleichförmig ist auf Entfernungen, welche mindestens beträchtliche Vielfache der Tiefe des untersten Thermometers sind, und wo für die Leitungsfähigkeit des Bodens dasselbe erfüllt ist. Dann gelten nach Fourier folgende Sätze:

1. Die Temperatur variiert in jeder Tiefe nach einem einfachen harmonischen Gesetze mit einer retardierten Periode und mit verminderten Amplituden, und zwar in gleichem Verhältnis für gleichen Zuwachs der Tiefe.

2. Das absolute Mass der Retardation der Phase (im Winkelmass, d. i. Verhältnis des Bogens zum Halbmesser) ist gleich dem Quotienten der natürlichen Logarithmen der Amplituden, und pro Einheit der Tiefenzunahme $= \sqrt{\pi : K}$, wenn die Dauer der Periode als Zeiteinheit gewählt wird und K den thermometrischen Leitungskoëffizienten[2]) bezeichnet.

3. Für verschiedene Perioden ist die Retardation der Phasen, jede gemessen in Teilen der ganzen Periode, sowie die Verminderung der Logarithmen der Amplitude pro Einheit der Tiefenzunahme, umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus der Dauer der Periode.

Wir haben also im allgemeinen als Ausdruck für die periodische Änderung der Temperatur an der Oberfläche und in einer gewissen Tiefe p die Reihen (allgemein vorerst):

$$\text{Oberfläche} \quad a_0 + a_1 \sin(A_1 + x) + a_2 \sin(A_2 + 2x)$$
$$\text{Tiefe p} \quad a_{0,p} + a_{1,p} \sin(A_1 - r + x) + a_{2,p} \sin(A_2 - r' + 2x),$$

wenn wir mit x den veränderlichen Winkel [gewöhnlich auch $(2\pi : T)\,t$ geschrieben, T Dauer der Periode, t die Zeit], mit A die den Phasenzeiten an der Oberfläche entsprechenden Winkelkonstanten, mit r die respektiven Verzögerungen der Phasenzeiten, und mit a_p die verringerten Amplituden in der Tiefe p bezeichnen. Die Mittelwerte a_0 sind, wie wir früher gesehen haben, nicht konstant für alle Tiefen.

Die Theorie ergiebt, wie eben bemerkt, dass jede der Partialschwankungen oder Partialwellen sich mit ungeänderter Periode in den Boden fortpflanzt, dass aber die Perioden von kürzerer Dauer beim Eindringen in den Boden eine stärkere Verminderung ihrer Amplituden und eine grössere Änderung ihrer Phasenzeiten erleiden, während hingegen die Geschwindigkeit ihrer Fortpflanzung in dem Boden im Verhältnis der Quadratwurzel aus der Dauer der Periode zunimmt. Das Resultat wird deshalb sein, dass die periodische Temperaturschwankung mit zunehmender Tiefe einen einfacheren Charakter annimmt, indem die Partialwellen von kürzerer Dauer rascher unmerklich werden, so dass in einer gewissen grösseren

---

„Harmonic Analyser“ bestimmen. Dieser Vorgang bringt auch direkt in Erinnerung, dass die Konstanten der Sinusreihen eigentlich die Werte bestimmter Integrale sind.

[1]) Ergänzung zu S. 81 und folgende.

[2]) Siehe Einleitung S. 23 und das folgende.

Tiefe fast nur mehr die Hauptwelle mit der langsten Periodendauer und grossten Amplitude anzutreffen sein wird

Die Gesetze der Warmeleitung liefern fur die Anderungen der Amplituden und fur die Verzogerung der Phasenzeiten die folgenden Gleichungen[1])

$$\text{I} \quad a_p = a e^{-p\sqrt{\pi/KT}} \qquad \text{II} \quad r = p\sqrt{\pi:KT},$$

wo e die Basis der naturlichen (Napierschen) Logarithmen, K die thermometrische Wärmeleitungsfahigkeit des Bodens[2]), T die Dauer der Periode ist In den Partialwellen ist fur T zu setzen T 2, T:3 etc Diese Gleichungen zeigen, in welcher Weise die Verringerung der Amplituden und die Verzogerungen der Phasenzeiten von der Warmeleitungsfahigkeit des Bodens und von der Dauer der Periode oder von der Länge der Wärmewelle abhangen und enthalten die Begrundung der fruher schon angefuhrten allgemeinen Satze fur die Warmebewegung in dem Boden

Aus dem Ausdruck fur die Verzogerung der Phasenzeiten r erhalten wir die Geschwindigkeit der Fortpflanzung der Temperaturwelle v.

$$v = \frac{2\pi}{T}\,\frac{p}{r} = \frac{2\pi}{T}\sqrt{\frac{KT}{\pi}} = 2\sqrt{\frac{\pi K}{T}}$$

oder die Wellenlange $vT = 2\sqrt{\pi TK}$.

Diese Gleichungen konnen nun dazu benutzt werden, um aus der Abnahme der Amplituden und der Verzogerung der Phasenzeiten mit der Tiefe den thermometrischen Warmeleitungskoeffizienten des Bodens K zu berechnen.

Nimmt man die naturlichen Logarithmen, so erhält man aus I und II·

$$\log\frac{a}{a_p} = p\sqrt{\pi\,.\,KT} = r$$

Es ist also $\sqrt{\pi \cdot KT}$ das logarithmische Dekrement der Amplituden bezogen auf die Langeneinheit und zugleich auch die Retardation der Epochen oder der Phasenzeiten, diese im Winkelmass (Bogen dividiert durch den Radius) ausgedruckt, r p muss demnach dieselbe Grosse geben, wie das logarithmische Dekrement fur die Einheit der Distanz

Bezeichnen wir mit K die Warmemenge, welche während der ganzen Dauer

---

1) Man sehe z B Lang, Einleitung in die theoretische Physik II Aufl 1891 S 911

2) Hier ist wichtig, folgende Bezeichnungen und Definitionen ein fur allemal festzustellen Wir bezeichnen mit

k den gewohnlichen, kalorimetrischen Wärmeleitungskoëffizienten (d i die Wärmemenge, die in der Zeiteinheit bei dem Temperaturgefälle 1 die Einheit der Fläche durchstromt).

c die spezifische Wärme (Gewichtskapazität), mit ϱ die Dichte, dann ist $c\varrho$ die spezifische Wärme der Volumeinheit oder die Volumkapazität c' Für trockenen Boden ist z B c im Mittel etwa 0 2, ϱ aber ist 2 (gegen Wasser), die spezifische Wärme des Bodens pro Volumeinheit ist somit 0 4, d i ein Kubikmeter Boden bedarf ca die Hälfte der Wärmemenge zur Erwärmung um 1° als ein Kubikmeter Wasser

Der Quotient k . c', oder k $c\varrho$ ist die sog thermometrische Leitungsfähigkeit, oder der Koëffizient der Temperaturleitung, welcher in den Gleichungen fur die Wärmebewegung durch Leitung im Innern der Körper auftritt Wild in seiner fur die Praxis der Bodentemperaturbeobachtungen und -Berechnungen grundlegenden Arbeit Über die Bodentemperatur in Petersburg und Nukuss setzt k . c' = K, welchem Vorgang jetzt auch zumeist (auch oben) gefolgt wird

K ist also der Wärmeleitungskoëffizient unter der Voraussetzung, dass als Wärmeeinheit jene Wärmemenge gewählt wird, welche die Volumeinheit des betreffenden Körpers um 1° erhoht

Man erhält aus dem gewohnlichen (kalorimetrischen) Wärmeleitungskoëffizienten den thermometrischen, oder die Temperaturleitungsfähigkeit, wenn man denselben durch das Produkt aus der spezifischen Wärme und der Dichte des Körpers dividiert

der Periode T durch die Flächeneinheit (bei dem Temperaturgefälle 1) strömt, so können wir einfacher $\sqrt{\pi : K}$ setzen und erhalten:

$$K = \pi : \log (a : a_p)^2 = \pi : r^2,$$

wenn das logarithmische Dekrement und die Retardation der Phasenzeiten schon auf die Einheit der Distanz bezogen sind.

Bei der halben Periode hat man 2π etc. zu setzen, weil T halb so gross ist und im Nenner steht.

Die Königsberger Bodentemperaturbeobachtungen z. B. liefern nach A. Schmid folgende Gleichungen für die jährliche Wärmeänderung in verschiedenen Tiefen. Der variable Winkel x zählt von Beginn des Jahres (vom 1. Januar). Wir beschränken uns hier auf Wiedergabe des ersten Gliedes, dessen Periode das volle Jahr (x durchläuft 360° im Jahre) und auf die untersten Tiefenstufen.

Tiefe	4′ = 1.255 m	8′ = 2.511 m	16′ = 5.022 m	24′ = 7.532 m
Wärmegang	7.07 sin (226.0 + x)	4.53 sin (202.5 + x)	1.96 sin (153.9 + x)	0.86 sin (106.7 + x)

Die Verspätung der Phasenzeiten in den Tiefen 8′, 16′, 24′ ist resp. 23.5°, 48.6°, 47.2°, oder pro preuss. Fuss 5.88°, 6.08°, 5.90°; im Mittel mit Rücksicht auf die ungleiche Grösse der Intervalle 5.95 pro Fuss[1]) oder pro Meter 18.96°. Da $1° = 365^1/_4 : 360 = 1.015$ Tage, so beträgt die Verspätung der Phasenzeiten pro Meter Tiefe $19^1/_4$ Tage, oder die Fortpflanzung derselben pro Tag 5.2 cm.

Verwandeln wir die Winkelgrösse 18.96 in Bogenlänge (1° = 0.01745), so erhalten wir 0.3309 und das ist $r = \sqrt{\pi : KT}$, somit:

$$KT = \pi : (0.3309)^2 = 28.698.$$

Diese Zahl stellt für die ganze Dauer der Periode (T = 1) unmittelbar den Koëffizienten der thermometrischen Wärmeleitungsfähigkeit vor.[2])

Wir können aber die Grösse K auch aus der Abnahme der Amplituden mit der Tiefe ableiten, aus dem sog. logarithmischen Dekrement derselben.

Tiefe	4′		8′		16′		24′
Logarithmen der Amplituden	0.84942		0.65610		0.29226		9.93450
Abnahme pro preuss. Fuss		0.04833		0.04548		0.04472	

Die logarithmische Abnahme der Amplituden verringert sich etwas mit der Tiefe, was auf eine (geringe) Änderung der Leitungsfähigkeit (und zwar eine Zunahme derselben) hinweist. Im Mittel erhalten wir mit Rücksicht auf die Grösse der Intervalle 0.04575 pro preuss. Fuss oder 0.14577 pro Meter.

Auf je 2 m Tiefenzunahme ca. verringert sich die Amplitude um die Hälfte, sie beträgt nur mehr $^1/_4$ in 4 und $^1/_8$ in 6 m Tiefe gegen die Oberfläche.

Um aber die früher aufgestellte Gleichung zur Berechnung von K benutzen zu können, welche für natürliche oder Napiersche Logarithmen gilt, muss dieses logarithmische Dekrement durch Division mit dem Modul der Briggschen Logarithmen oder durch Multiplikation mit 2.3026 in diese

[1]) Ein preuss. Fuss = 0.31385 m, 1 m = 3.1862 preuss. Fuss.

[2]) Wenn, wie dies häufig der Fall ist, die Jahrestage (Epochen) angegeben sind, an welchen in jeder Tiefe die höchste und niedrigste, sowie die mittleren Temperaturen im Laufe des Jahres eintreten, so kann man auch diese zur Berechnung des thermometrischen Leitungskoëffizienten benutzen. Man wird aber dabei immer besser thun, die Eintrittszeiten der Media zu benutzen, weil diese sich genauer bestimmen lassen als die Extreme, da zur Zeit der letzteren die Änderungen gering sind, die Eintrittszeiten deshalb recht unsicher werden. So findet z. B. Singer als Ergebnis aus den Lamontschen Bodentemperaturen:

München. Eintrittszeiten der mittleren Temperatur.

Tiefe	4.2		8.2		12.2		16.2		20.2 bayr. Fuss
I. Medium	21. V.		15. VI.		10. VII.		1. VIII.		24. VIII.
Jahrestg.	141		166		191		213		236
Differenz pro 4′		25		25		22		23	
II. Medium	15. XI.		13. XII.		7. I.		30. I.		24. II.
Jahrestg.	319		347		7		30		55
Differenz pro 4′		(28)		25		23		25	

Also im Mittel der ersten Reihe 23.75, der zweiten (ohne die erste Differenz) 23.25, Mittel 23.50 Tage pro 4′; 5.875 Tage pro bayr. Fuss, 20.13 Tage pro Meter; dies entspricht einem Phasenwinkel von $20.13 \times (360 : 365^1/_4) = 19.84°$, multipliziert mit der Bogenlänge von 1° giebt dies 0.3463, somit $K = \pi : (0.3463)^2 = 25.14$ pro Jahr und Meter oder 0.478 pro Centimeter und Minute. Singer berechnet K aus den Amplituden zu 0.496, die Übereinstimmung mit unserem Resultat ist völlig genügend. Die Daten der Extreme stimmen viel weniger, sie geben 17.9 Tage pro Meter = 17.6, woraus K = 0.607 folgen würde.

verwandelt werden. Man erhält 0.3356 in naher Übereinstimmung mit dem Resultat aus den Phasenzeiten. Es ist nun wieder

$$KT = \pi \, . \, (0.3356)^2 = 27.886$$

Im Mittel haben wir demnach für KT im Königsberger Boden 28.292.

Dieses Resultat sagt:

Im Verlaufe eines Jahres (T = 1) strömt durch eine Bodenschicht von 1 qm Fläche und 1 m Dicke, wenn die eine Endfläche konstant um 1° wärmer gehalten wird, als die andere, eine Wärmemenge, welche im stande wäre, eine darüber gelagerte Schicht der gleichen Bodenart von 28.3 m Mächtigkeit um 1° zu erwärmen. Da man aber die Koeffizienten der Leitungsfähigkeit gewöhnlich für den Centimeter und die Minute oder Sekunde angiebt, so wollen wir obiges Resultat auch auf diese Einheiten reduzieren, und vorerst auch auf den Tag als Zeiteinheit.

Beim Übergang zu einer anderen Längeneinheit ist zu berücksichtigen: 1. es ändert sich das Temperaturgefälle im Verhältnis der Reduktionszahl und 2. ändert sich die Dicke der Schicht, welche um 1° durch den Wärmestrom erwärmt wird, in gleicher Weise, alles übrige bleibt unverändert. Man muss deshalb den Leitungskoeffizienten mit dem Quadrat der Verwandlungszahl der Längeneinheit multiplizieren, und durch die Verwandlungszahl auf die neue Zeiteinheit dividieren. Die „Dimension" des thermometrischen Leitungskoeffizienten wird deshalb durch $l^2 t^{-1}$ ausgedrückt, wenn l das Längenmass, t das Zeitmass bezeichnet.

In unserem Falle muss demnach beim Übergang vom Meter zum Centimeter die Dicke der Schicht, deren Temperatur durch den Wärmefluss im Jahre um 1° erhöht wird, 100mal grösser angesetzt werden, also durch 2829 cm ausgedrückt werden, aber auch das Temperaturgefälle wird 100mal grösser (es entspricht dies ja der Definition des Leitungskoeffizienten, der ein Temperaturgefälle von 1° auf die Distanz der Längeneinheit voraussetzt), damit wächst in gleichem Masse die Dicke der um 1° erwärmten Schicht, sie wird also 282920 cm (pro Jahr). Durch Division mit 365¼, dann mit 1440 und endlich mit 60 erhalten wir für K

pro Tag 774.6 $cm^2 d^{-1}$, pro Minute 0.5379 $cm^2 min^{-1}$, pro Sekunde 0.0090 $cm^2 s^{-1}$.

Sir William Thomson hat aus den (18jährigen) Edinburger Bodentemperaturbeobachtungen in 3, 6, 12 und 24 Pariser Fuss in dem Trappfelsen des Calton Hill berechnet: Logarithmisches Dekrement der Amplituden 0.1157, Retardation der Phasenzeiten 0.1154 (pro Pariser Fuss), in schöner Übereinstimmung. Man erhält daraus $K = \pi : (0.1156)^2 = 235.1$ pro Jahr und franz. Fuss.

Da 1 franz. Fuss = 32.484 cm, so erhalten wir durch Multiplikation mit dem Quadrat dieses Verwandlungsfaktors und Division durch die neuen Zeiteinheiten K im Trappfels 679.2 $cm^2 d^{-1}$ oder 0.47165 $cm^2 min^{-1}$.

Der Sand des „Experimental Gardens" ergab Abnahme der Amplituden 0.1073, Verzögerung der Phasen 0.1131, der Sandstein von Craigleith: Amplituden 0.0738, Phasen 0.0659. Daraus findet man K für den Sand 258.7, für den Sandstein K = 644.8 pro Jahr und franz. Fuss, oder für Centimeter und Minute: Sand 0.5190, Sandstein 1.2936.

Die Verzögerung der Phasenzeiten mit zunehmender Tiefe betrug pro Meter 20.5 Tage im Trappfelsen, 20.3 Tage im Sand und 11.6 im Sandstein.

Die Tifliser Bodentemperaturbeobachtungen 1891—1895 geben die folgenden Konstanten der Sinusreihen für die jährlichen Wärmeänderungen der Luft und im Boden.

Tiflis

Tiefe	Luft	Oberfl.	0.2	0.4	0.84	1.65	3.26	3.99	6.47 m
		I. Glied. Ganzjährige Wärmeschwankung							
Amplitude	12.11°	15.83	14.10	12.53	10.00	6.94	2.90	2.02	0.75°
Phasenwinkel	263.5	266.6	262.4	257.4	248.2	228.8	191.1	170.8	114.8°
		II. Glied. Halbjährige Wärmeschwankung							
Amplitude	0.42	1.42	1.00	0.81	0.53	0.26	0.11	0.06	0.02°
Phasenwinkel	358.6	36.4	30.0	16.4	7.7	355.6	321.2	272.8	202.4°

Die halbjährige Wärmeschwankung ist in der Tiefe von 3 m schon nahezu verschwunden und der jährliche Wärmegang daselbst wird schon nahezu durch eine einfache Sinuskurve dargestellt. Die Retardation der Phasenzeiten erfolgt auch beim zweiten Glied ziemlich regelmässig, wegen der Kleinheit der Amplituden ist dieselbe aber zu keiner Berechnung mehr geeignet.

Die ganzjährige Temperaturschwankung ergiebt als logarithmisches Dekrement pro Meter 0.474 (schon Napiersche Logarithmen), die Retardation der Phasenzeiten (23.5° pro Meter) 0.410 im Winkelmass, somit K = 0.306 $cm^2 min^{-1}$.

Bei der geringen Leitungsfähigkeit des Tifliser Bodens ist die Retardation der Phasenzeiten gross, sie beträgt 26 Tage pro 1 m Tiefenzunahme. Das logarithmische Dekrement der Amplituden der halbjährigen Wärmeschwankung im Boden ist 0.395, während jene der ganzjährigen 0.206 beträgt (Briggsche Logarithmen), die halbjährige Wärmeoscillation im Boden erlischt demnach viel rascher mit zunehmender Tiefe, wie es der Theorie entspricht.

In vielen Fällen wünscht man die Wärmeeinheiten (Kalorien) kennen zu lernen, welche bei einem gegebenen inneren Leitungskoëffizienten bei einem bestimmten Temperaturgradienten aus der Flächeneinheit austreten. Diese Grösse erhält man nicht unmittelbar durch Bestimmung von K, man muss die spezifische Wärme der Substanz kennen, auf welche sich das K bezieht.

Wir haben z. B. oben erfahren, dass der thermometrische Leitungskoëffizient des Königsberger Bodens pro Tag und Centimeter rund 775 ist, d. h. dass bei dem angenommenen Temperaturgradienten von 1^0 auf den Centimeter eine Wärmemenge ausströmen würde, welche eine Schicht von 775 cm des gleichen Bodens um 1^0 erwärmen würde. Wie gross aber diese Wärmemenge ist, erfahren wir erst, wenn wir ausserdem wissen, welche Wärmemenge nötig ist, um einen Kubikcentimeter dieses Bodens um 1^0 zu erwärmen.

Die spezifische Wärme trockener humusfreier Böden ist nach Pfaundler nahe 0·2, d. h. man bedarf 0·2 Gramm-Kalorien, um 1 Gramm trockenen Bodens um 1^0 zu erwärmen. Ein Kubikcentimeter des Königsberger Bodens wiegt rund 2 Gramm, man würde also 0·4 Gramm-Kalorien benötigen; mit Rücksicht auf den durchschnittlichen Wassergehalt des Bodens setzt man aber dafür besser 0·5 Kalorien.[1])

Die durchschnittlich im Laufe eines Tages aus dem Königsberger Boden strömende Wärmemenge beträgt daher pro Centimeter Fläche 387·5 Gramm-Kalorien, unter der Annahme eines Temperaturgefälles von 1^0 pro Centimeter.

Mit dieser Zahl hat man zu rechnen, wenn man die Wärmewirkungen des im Winter aus dem Boden austretenden Wärmestromes zu beurteilen hat. Im Dezember ist z. B. der Temperaturgradient zwischen 2·6 und 31·4 cm Tiefe $1{\cdot}4^0 : 28{\cdot}8 = 0{\cdot}0486$, somit kann die pro Tag austretende Wärmemenge zu 18·8 Gramm-Kalorien angenommen werden, welche eine Eisschicht von ca. 2·6 mm Dicke schmelzen könnte.

Als durchschnittliche Wärmezunahme gegen das Erdinnere ergeben die Königsberger Bodentemperaturen ca. 1^0 pro 36 m, d. i. 0·00028 pro Centimeter. Die im Laufe des ganzen Jahres aus dem Erdinnern austretende Wärmemenge ist deshalb 39·3 Gramm-Kalorien, welche eine Eisschicht von 5·36 mm Dicke schmelzen könnte.

Zusammenstellung einiger Werte für die thermometrische Wärmeleitungsfähigkeit des Erdbodens (Minute, Centimeter): Trappfels (Calton Hill) 0.472, Sandboden 0.523, Sandstein 1.387, Boden des Greenwich-Hügels 0.750, Serpentine 0.356, sandiger Lehm 0.816, porphyritischer Trachyt (Japan) 0.30, finländischer Granitfels 1.139, Granit vom Schwarzwald ($\varrho = 2.66$, $c = 0.195$) 0.902, von Baveno 1.161, Molasse-Sandstein ($\varrho = 2.6$ bis 2.0, $c = 0.206$ und 0.201) 0.92 bis 0.44, Heideerde 0.315, Moor 0.133.

Schnee bei Dichte 0.2, 0.16, bei Dichte 0.3, 0.24, Eis 0.68, gefrorener Boden (Pawlowsk) 0.56, nicht gefrorener 0.32, Jakutsk gefrorener Boden 0.62.

Die kalorimetrische Wärmeleitungsfähigkeit (d. i. die thermometrische Wärmeleitungsfähigkeit multipliziert mit spez. Wärme und Dichte [oder der Volumkapazität]) ist demnach:

Schnee (spez. Wärme des Eises 0.508, Dichte 0.2, somit $c = 0.102$) 0.016, Sandboden 0.157, Trappfels vom Calton Hill 0.249, Sandstein 0.642, finländischer und Baveno-Granit 0.58, Schwarzwaldgranit 0.47, Heide 0.169, Moor 0.129 (Homén.[2])

[1]) Königsberger Bodentemperaturbeobachtungen S. 123.

[2]) Die spezifische Wärme der Volumeinheit (Volumkapazität) ist nach Regnault für den Trapp (am Calton Hill) 0.53, für Sand 0.30, für Sandstein 0.46; nach Homén für den Granitfels 0.51, Heideerde oben 0.56 (unten 0.66), für Lehm-Acker 0.71, Moor 0.83 bis 0.97. Der grosse Wassergehalt der Moorböden bedingt deren hohe Volumkapazität.

Neuere Litteratur (Die altere bei E E Schmid, Lehrbuch der Meteorologie S 143 etc, dazu kame noch Louis Saalschutz Warmeanderungen in den hoheren Erdschichten unter dem Einfluss nichtperiodischer Temperaturwechsel an der Oberflache Aus den astronomischen Nachrichten Altona 1861) Sir Wm Thomson, On the Reduction of Observ of Underground temp Trans R Soc Edinburgh Vol XXII II — Auch Scientific Lectures Vol III — Thomson und Everett, Vol XXIII P I — Peslin, Sur la lois des variations diurnes et annuelles de la temp dans le sol Compt rend Tome LXXX 1875 I pag 1090 Zahlreiche Abhandlungen von Bequerel ebenda — Houdaille, Marche annuelles de la temp du sol Bull Met de l'Herault 1891 u 1892 — Wild, Bodentemperatur in S Petersburg und Nukuss Rep f Met VI 1879 Nr 4, enthalt Ubersicht, Diskussion und Kritik der Ergebnisse der bisherigen Bodentemperaturbeobachtungen — A Schmid, Theoretische Verwertung der Konigsberger Bodentemperaturbeobachtungen und E Leyst, Untersuchungen uber die Bodentemperatur in Konigsberg Schriften der physik-okonomischen Gesellschaft zu Konigsberg XXXIII Jahrgang — K Singer, Die Bodentemperatur an der kgl Sternwarte bei Munchen Munchen 1890 — Leyst, Bodentemperatur in Pawlowsk Wild, Rep f Met XIII Nr 7 — Hlasek, Bodentemperatur in S Petersburg Ebenda XIV Nr 11 1891 — Th Homen, Bodentemperatur in Mustiala Helsingfors 1896 — Derselbe, Der tagliche Warmeumsatz im Boden Leipzig 1897 — S A Hill, On the ground Temp Observ made at Allahabad Indian Met Memoirs Vol IV — van Bebber, Bodentemperatur in Hamburg Met Z 1893 S 215 — Wild, Differenzen der Bodentemperatur mit und ohne Schneedecke Mem der Petersburger Akad VIII S T V Nr 8 1897 — Im selben Bande Nr 7 findet sich eine Zusammenstellung der Ergebnisse aller Bodentemperaturbeobachtungen in Russland (23 Stationen)

III. Zur Theorie der Wärmeverteilung in der Erdatmosphäre.

A. Die theoretische Warmeverteilung an der Erdoberflache als Wirkung der Sonnenstrahlung.

1 Ohne Rucksicht auf die Absorption und Diffusion der Strahlung durch die Amosphare Die theoretische Verteilung der Intensitat der Sonnenstrahlung in relativem Mass haben behandelt:

Halley, A Discourse concerning the proportional heat of the sun in all latitudes Phil Transactions for the year 1693 Vol 17 — Lambert, Pyrometrie Berlin 1779 — Meech, On the relative Intensity of the Heat and Light of the sun upon different latitudes of the Earth Smith Contrib Washington Nov 1856 — G Lambert, Lois de l'insolation Compt rend T LXIV 1867 — Chr Wiener, Uber die Starke der Bestrahlung der Erde durch die Sonne in verschiedenen Breiten und zu verschiedenen Jahreszeiten VII Heft der Verhandlungen des Naturwissenschaftlichen Vereins zu Karlsruhe 1876, s auch Zeitschrift f Met XIV 1879 S 113 etc — Sam Haughton, New Researches on Sun Heat and Terrestrial Radiation Trans Royal Irish Academy Vol XXVIII Dublin 1881 Part I, II Part III in Royal Irish Academy Cunningham Memoirs Nr III Dublin 1886 — R Hargreaves, Distribution of Solar Radiation on the Surface of the Earth and its Dependence on Astron Elementens Cambridge Phil Trans Vol XVI Part I Januar 1896 — Die wichtigsten Ergebnisse dieser Untersuchungen finden sich auch in E E Schmid, Lehrbuch der Met S 112 etc und bei Ferrel Temp of the Atmosphere Professional Papers Signal Service Nr XIII Washington 1884 und Recent Advances in Met Washington 1886 Rep Chief Sig Officer 1885 Part 2 Hier konnen nur die wesentlichsten Resultate Platz finden

Berechnung der Intensitat der Sonnenstrahlung Bezeichnen wir mit δ die Deklination der Sonne, mit φ die geographische Breite, mit t die Lange des halben Tagbogens der Sonne, mit d den scheinbaren Halbmesser der Sonne, mit C eine Konstante, die spater erst zu bestimmen sein wird, so kann man fur die tagliche Strahlenmenge an einem bestimmten Tag des Jahres in einer bestimmten geographischen Breite auf folgende Weise eine Formel aufstellen

Die Intensitat der Sonnenstrahlung auf einer horizontalen Flache ist direkt proportional dem Sinus der Sonnenhohe h und der Zeit, und umgekehrt proportional dem Quadrate der Entfernung der Erde von der Sonne, oder was dasselbe, fur die Rechnung aber bequemer, direkt proportional dem Quadrate des scheinbaren Halbmessers der Sonne d Somit erhalten wir fur die kleine Warmemenge dW, welche die Sonne der Flacheneinheit in dem Zeitteilchen dt zustrahlt, den Ausdruck $dW = Cd^2 \sin h\, dt$, da aber bekanntlich $\sin h = \sin\delta \sin\varphi + \cos\delta \cos\varphi \cos t$ ist, so folgt

$$dW = Cd^2 (\sin\delta \sin\varphi\, dt + \cos\delta \cos\varphi \cos t\, dt).$$

Nehmen wir δ für die Dauer eines Tages konstant an und integrieren diese Gleichung von $t = 0$ bis t, so erhalten wir:

$$\text{I.} \qquad W = Cd^2 (\sin \delta \sin \varphi\, t + \cos \delta \cos \varphi \sin t).$$

Bestimmung der Konstanten C.

Für die Nachtgleichen und den Äquator reduziert sich die Gleichung, da in diesem Falle $\delta = 0$, $\varphi = 0$, $t = \pi/2$, auf

$$W' = C d^2.$$

Berechnet man C für die mittlere Entfernung der Erde von der Sonne, so ist $d = 961$ Sekunden zu setzen; W' ergiebt sich aber aus folgender Überlegung. Steht die Sonne am Äquator, so ist die Tageslänge 12 Stunden, die Wärmemenge, welche eine der Sonne stets senkrecht gegenüberstehende Fläche empfängt, somit $12^h \times 60^m \times A = 720 A$, wenn mit A die sogenannte Solarkonstante (in der mittleren Entfernung) bezeichnet wird. Die Bestrahlung der horizontalen Erdoberfläche ist aber natürlich kleiner und zwar in dem Verhältnis, in welchem der Durchmesser des Halbkreises, $2r$, kleiner ist als letzterer (der Tagbogen steht ja am Äquator senkrecht auf dem Horizont), somit im Verhältnis von $2r : r\pi = 2 : \pi$. Die Wärmemenge W' ist demnach $2 \times 720 A : \pi = 458.4 A$ und somit

$$458.4 A = C\,(961)^2; \qquad C = 0.0004964 A,$$

wenn d in Sekunden in Rechnung gestellt wird. Man kann aber auch $C = 458.4 A : (961)^2$ setzen.

Die Gleichung I liefert folgende einfache Sätze der Bestrahlung:

1. Steht die Sonne am Äquator, also zur Zeit der Nachtgleichen, so ist für die ganze Erde $t = \pi/2$, $\delta = 0$, somit:

$$W = Cd^2 \cos \varphi.$$

Die Verteilung der Intensität der Sonnenstrahlung erfolgt dann im Verhältnis des Cosinus der geographischen Breite. Da die Sonne im Laufe des Jahres im Maximum nur $23\frac{1}{2}^0$ (zu beiden Seiten) vom Äquator sich entfernt, so stellt dieses einfache Gesetz die Verteilung der Wärmemengen über die Erdoberfläche auch im Jahresmittel genähert dar, nur die hohen Breiten müssen ausgenommen werden.

2. Steht die Sonne nicht am Äquator, dann treten auf der Erdoberfläche zwei Maxima und Minima der Bestrahlung auf, deren Lage sich mit der Deklination der Sonne ändert. Z. B. Verteilung 1 Monat nach den Äquinoktien, 1 Monat vor dem Sommersolstitium und am Solstitium selbst:

		I. Maximum	I. Minimum	II. Maximum	II. Minimum
20. April	$\delta = 11^0 29'$	$18\frac{1}{2}^0$ N.	$78\frac{1}{2}^0$ N.	Nordpol	unter $78\frac{1}{2}^0$ S.
21. Mai	$\delta = 20^0 10'$	$34\frac{3}{4}$ „	68 „	„	unter 70^0 S.
21. Juni	$\delta = 23^0 27'$	$43\frac{1}{2}$ „	62 „	„	unterhalb $66\frac{1}{2}^0$ S.

Die Beträge dieser Extreme lassen sich leicht nach einer später folgenden Formel berechnen.

3. Jährliche Änderung der Strahlung am Äquator. $\varphi = 0$, t stets $= \pi/2$, somit $W = Cd^2 \cos \delta$.

Die Bestrahlung ändert sich im Verhältnis zum Cosinus der Deklination: Maxima 21. März und 23. September, Minima 21. Juni und 21. Dezember. Da aber die Erde der Sonne am 21. März und am 21. Dezember näher ist als am 23. September und am 21. Juni, so fällt das Hauptmaximum der Bestrahlung auf den 21. März, das Hauptminimum auf den 21. Juni.

4. Jährliche Änderung der Bestrahlung am Pol. $\varphi = 90^0$, $t = 0$ oder konstant $= \pi$. Im letzteren Falle, also im Sommer:

$$W = Cd^2 \cdot \pi \sin \delta.$$

Gleichzeitig am Äquator aber wie oben, daher:

$$\text{Wärme am Pol zu Wärme am Äquator} = \pi \sin \delta : \cos \delta,$$
$$W \text{ am Pol} : W \text{ am Äquator} = \pi \tan \delta, \text{ für } \delta = 23^0 27' = 1{\cdot}364.$$

Die Warmemenge, welche die Pole zur Zeit der Solstitien erhalten, ist um 36 Proz grosser als jene, welche gleichzeitig der Aquator erhalt

$$\text{Pol} = \text{Aquator fur } 1 = \pi \text{ tang } \delta, \text{ somit fur } \delta = 17^{0}\ 14'$$

Somit ist vom 10 Mai bis zum 3 August, d i durch 86 Tage, die Intensitat der Insolation am Pol grosser als gleichzeitig am Aquator, wahrend 56 Tagen aber ist sie starker als uberhaupt an einem anderen Punkte der Erdoberflache Dies gilt naturlich nur fur die Bestrahlung an der oberen Grenze der Erdatmosphare, oder fur eine Erde ohne Atmosphäre

Will man zur Auswertung der obigen Gleichung schreiten, dieselbe zur Berechnung der Sonnenwarme in bestimmten Fallen verwenden, so giebt man ihr hierzu eine bequemere Form, indem man den Ausdruck fur die Lange des halben Tagbogens

$$\cos t = -\text{tang } \delta \text{ tang } \varphi$$

fur cos t einsetzt Nach einfachen Reduktionen geht dann die Gleichung I uber in

$$\text{II} \quad W = Cd^2 \sin \delta \sin \varphi (t - \text{tang } t) = 458\ 4\ A (d\ \ 961)^2 \sin \delta \sin \varphi\ (t - \text{tang } t),$$

t ist die Lange des halben Tagbogens (fur den Halbmesser 1), fur tang t ist der numerische Wert der Tangente einzusetzen t entnimmt man einem astronomischen Kalender oder berechnet es nach obiger Formel

Die Auswertung der Gleichung II ist einfach und muhelos

Z B Wien· $\varphi = 48^{0}\ 12'$, A zu 3 Kalorien genommen

a) 21 Dezember $\delta = 23^{0}\ 27'$, d [1]) $= 978''$, $t = 4^{h}\ 5^{m} = 61^{0}\ 15'$, oder 1·0690 tang t = 1 8228, somit t — tang t = — 0 7538, W = 319 Kalorien.

b) 21 Juni $\delta = +23^{0}\ 27'$, $d = 946''$, $t = 118^{0}\ 45'$, t — tang t = 3·8954, somit W = 1541 Kalorien.

Fur einen Ort der sudlichen Halbkugel in der Breite von Wien waren die entsprechenden Werte am 21 Juni 298, am 21 Dezember 1647, also viel extremer Sie ergeben sich durch Multiplikation mit $(946 . 978)^2$ und umgekehrt [2])

W a r m e s u m m e n d e s J a h r e s u n d d e r J a h r e s z e i t e n u n t e r v e r s c h i e d e n e n B r e i t e n Auf eine direkte Berechnung derselben, welche auf Auswertung elliptischer Integrale hinauslauft, kann hier nicht eingegangen werden, sondern muss auf die zitierten Monographien verwiesen werden

Fur einen bestimmten Fall kann man sich aber leicht die Intensitat, etwa fur Intervalle von 10 Tagen, nach obiger Formel berechnen, die erhaltenen Werte in ein Koordinatennetz eintragen und, um die Warmesummen fur bestimmte Jahresabschnitte zu ermitteln, die Flächen planimetrisch messen

Die Jahressumme der Warmemenge am Aquator ist noch am einfachsten direkt zu ermitteln

Wurde die Sonne immer in mittlerer Entfernung und im Aquator bleiben, so wäre daselbst die Warmemenge im Laufe eines Jahres gleich

$$365\ 24 \times 458\ 4 \times A = 167416\ A$$

Da sich aber die Sonne um die Schiefe der Ekliptik vom Aquator entfernt, so ist die jahrliche Warmemenge infolge dessen k l e i n e r und zwar in dem Ver-

[1]) Nimmt man statt d die Länge des Radius vektors, so ist der Quadrant desselben als D i v i s o r einzusetzen

[2]) Es mag hier verwiesen werden auf den Einfluss, den die Neigung von Flächen gegen die Sonnenstrahlung auf die Intensität der letzteren hat S t e i n e r, Insolationsverhältnisse ebener Flächen Met Z 1898 S 193 etc

hältnis, in welchem der Umfang einer Ellipse mit der halben grossen Achse a und einer Excentrizität gleich dem Sinus der Schiefe der Ekliptik kleiner ist als der Umfang eines Kreises von dem Halbmesser a. Für $23^0\,27'$ ist dieser Reduktionsfaktor 0·95918, somit die Wärmesumme der Sonnenstrahlung am Äquator:

$$365{\cdot}24 \times 0{\cdot}9592 \times 458{\cdot}4 \times A = 481750 \text{ Kalorien},$$

wenn $A = 3$ gesetzt wird.

Da $365{\cdot}24 \times 0{\cdot}9592 = 350{\cdot}4$, so setzt Angot die Wärmemenge am Äquator gleich 350·4 mittlere Wärmetage, deren jeder 458·8 A Kalorien repräsentiert.[1])

Für die genäherten Jahressummen der Sonnenstrahlung unter anderen Breiten findet Haughton folgende Formel[2]), wenn wir unsere oben berechneten Konstanten einführen:

$$W = 167428\,A\,(0{\cdot}9592 \cos\varphi + 0{\cdot}04187 \operatorname{tang}\varphi \sin\varphi + 0{\cdot}00047 \operatorname{tang}^3\varphi \sin\varphi + \cdots),$$

der wir die zur Rechnung bequemere Form geben wollen:

$$W = 160583\,A \cos\varphi\,(1 + 0{\cdot}04366 \operatorname{tang}^2\varphi + 0{\cdot}00049 \operatorname{tang}^4\varphi).$$

Diese Gleichung ist nur gültig bis gegen die Polarkreise hin.

Setzt man z. B. für Graz $\varphi = 47^0\,5'$, und für Wien $\varphi = 48^0\,12'$, so erhält man aus dieser Gleichung als Wärmemenge, welche diese Breitegürtel im Laufe des Jahres (an der oberen Grenze der Atmosphäre) von der Sonne empfangen:

$$\text{Graz} \quad (109345 + 5610)\,A = 114955\,A$$
$$\text{Wien} \quad (107034 + 5926)\,A = 112960\,A.$$

Das erste Glied in den Klammern giebt die Wärmemenge unter der Voraussetzung, dass die Sonne immer am Äquator bliebe, also ohne Berücksichtigung der Glieder mit tang φ, das zweite stellt den Einfluss der sommerlichen Abweichung der Sonne vom Äquator vor. Man sieht, dass dadurch die Jahressumme der Wärme beträchtlich erhöht wird und zwar wachsend mit zunehmender Breite.

Nimmt man die Solarkonstante A wie oben zu 3 Gramm-Kalorien (Centimeter, Minute), so sendet die Sonne dem Parallel von Graz im Jahre rund 344900, dem Parallel von Wien 338900 Kalorien zu.

Die Wärmemengen, welche den verschiedenen Breitekreisen im Laufe eines Jahres zukommen, sind nach Wiener in Relativzahlen, und nach Angot in Äquatorialtagen (zu 458·4 A Kalorien):

Breite	Äqu.	10	20	30	40	50	60	70	80	90
Relativ	.30532	.30112	.28858	.26832	.24122	.20876	.17368	.14464	.13096	.12672
Äqu.-Tage	350.4	345.5	331.2	307.9	276.8	239.8	199.2	166.2	150.2	145.4

Wärmemengen an verschiedenen Punkten der Erdbahn, speziell im Perihelium und Aphelium. Die Intensität der Sonnenstrahlung ist an den verschiedenen Punkten der Erdbahn dem Quadrate der Entfernung der Sonne oder dem Quadrate des Radius vektors umgekehrt proportional. Im Perihelium beträgt derselbe $1 - \varepsilon$, im Aphelium $1 + \varepsilon$, wenn ε die numerische Excentrizität bezeichnet (gegenwärtig 0·01677 oder ca. $^1/_{60}$). Somit verhält sich die $W_p : W_a = (1 + \varepsilon)^2 : (1 - \varepsilon)^2$ oder genähert $W_p = W_a\,(1 + 4\,\varepsilon)$, d. i. die Intensität der Sonnenstrahlung im Perihelium ist rund um $^1/_{15}$ grösser als im Aphelium.

---

[1]) Umfang der Ellipse $2\pi a \left(1 - \frac{\varepsilon^2}{4} - \frac{3\,\varepsilon^4}{64} - \text{etc.}\right)$, $\varepsilon = \sin 23^0\,27'$ zu setzen, Umfang des Kreises $2\,\pi\,a$, woraus sich obiger Faktor berechnet.

[2]) New Researches. I. pag. 57.

Wärmesummen an verschiedenen Stellen der Erdbahn.

Es ist $dW = dt\ \varrho^2$, wenn ϱ der Radius vektor. Nach dem 2. Kepplerschen Gesetze verhalten sich die vom Radius vektor bestrichenen Flächen wie die entsprechenden Zeiten. Ist ϑ der Winkel, den der Radius vektor in der Zeit t zurückgelegt hat, somit $\int {}^1/_2\, \varrho^2\, d\vartheta$ die entsprechende Fläche, so besteht, wenn T die ganze Umlaufzeit bedeutet, die Proportion

$$\pi a b . \int {}^1/_2\, \varrho^2 d\vartheta = T \cdot t, \quad \pi a b t = \frac{T}{2} \int \varrho^2 d\vartheta \text{ also } dt = \frac{T \varrho^2}{2 \pi a b},$$

somit

$$dW = \frac{T}{2 \pi a b} d\vartheta, \quad W = \frac{T}{2 \pi a b} (\vartheta - \vartheta') \qquad \text{III}$$

Die Wärmemenge, welche die ganze Erde während einer bestimmten Zeit von der Sonne zugestrahlt erhält, ist nur abhängig von dem Winkel, welchen der Radius vektor in dieser Zeit zurückgelegt hat, gleichen Winkeln entsprechen gleiche Wärmemengen.

Deshalb ist auch die Wärmemenge, welche die Erde vom Frühlings- bis zum Herbstäquinoktium, im Sommerhalbjahr der nördlichen Hemisphäre, d. i. innerhalb etwas mehr als 186 Tagen, empfängt, nicht grösser als jene vom Herbst- zum Frühlingsäquinoktium innerhalb 179 Tagen, d. i. in unserem Winterhalbjahr [1])

Diesen Satz hat zuerst Lambert in seiner Pyrometrie aufgestellt. Ganz allgemein lautet derselbe, „die Wärmemenge, die eine gleich grosse Fläche verschiedener Planeten durch die senkrecht auffallenden Sonnenstrahlen während einer Zeit empfängt, in welcher die wahre Anomalie um den gleichen Wert zunimmt, verändert sich nur mit dem Parameter der Bahn."

Der Satz von Lambert gilt zunächst nur für die Erde (oder den Planeten) als Ganzes. Es ist aber unschwer zu zeigen, dass er auch für jede beliebige Breite gilt, wenn man dieselbe mit der gleichen Polhöhe auf der anderen Seite des Äquators in den entsprechenden Zeiten vergleicht. Die Intensität der Sonnenstrahlung für ein beliebig geneigtes oder gestaltetes Stück der Erdoberfläche wird durch die Wärmemenge gemessen, die dessen Projektion auf eine zum Strahlenbündel senkrechte Ebene unter sonst gleichen Bedingungen von der Sonne empfängt. Der Satz von Lambert muss deshalb auch für alle Teile der Erdoberfläche richtig sein, deren Bild von der Sonne aus gesehen das gleiche ist, mithin auch für die Breitekreise nördlich und südlich vom Äquator in ihren gleichartigen Jahreszeiten. Die südliche Hemisphäre empfängt in ihrem während des Perihelиums verlaufenden Sommerhalbjahre nicht mehr Sonnenwärme, als die nördliche in ihrem Aphelsommer u. s. w. [2]) Auf die nördliche Hälfte der Erdkugel entfällt in ihrem Sommerhalbjahre die gleiche Strahlenmenge, wie auf die südliche in deren Sommerhalbjahre, dasselbe gilt auch für die Winterhalbjahre, für das ganze Jahr, für die astronomischen und meteorologischen Vierteljahre. Es gilt aber auch für das Erdsphäroid.

Wiener hat auch schon den Satz nachgewiesen, dass die Strahlenmenge, welche jede der beiden Hemisphären in ihrem Sommerhalbjahr empfängt, zu jener im Winterhalbjahr sich verhält wie:

$$(\pi + 2 \sin \delta) \cdot (\pi - 2 \sin \delta) = 3.9377 : 2.3455, \text{ nahe } 5 : 3$$

---

[1]) Dies gilt natürlich auch noch für das Maximum der Excentrizität, wo der Unterschied, $\varepsilon = 0.0745$ angenommen, auf $465 \times \varepsilon = 34.6$ Tage, also auf mehr als einen Monat anwachsen kann.

[2]) Siehe Wiener, Stärke der Bestrahlung. Zeitschrift f. Met. 1879. S. 125 etc. und Fried. Roth, Die Sonnenstrahlung auf der nördlichen im Vergleich mit derjenigen auf der südlichen Hemisphäre. Halle 1885.

Dieses Verhältnis ist unabhängig von der Grösse der Excentrizität der Erdbahn[1]), also auch von den wechselnden Unterschieden in der Dauer der Sommer- und Winterhalbjahre.

Einfluss einer Änderung der Excentrizität der Erdbahn. Für die ganze Umlaufzeit geht die Gleichung III, da $\vartheta - \vartheta' = 2\pi$ wird, über in:

$$W = \frac{T}{ab} = \frac{T}{a^2 \sqrt{1-\varepsilon^2}}.$$

Mit Zunahme der Excentrizität nimmt die Wärmemenge, welche die ganze Erde von der Sonne erhält, etwas zu, doch ist diese Zunahme nicht bedeutend. Setzt man im Maximum $\varepsilon = 0{\cdot}07775$ gegen 0·0167 jetzt, so wird $W = 1{\cdot}003$, die Wärmemenge nimmt um 0·3 Proz. zu.

Viel stärker ändert sich dabei der Unterschied der Bestrahlung im Perihel und Aphel und zwar von $1 + {}^1/_{15}$ im Perihel (siehe oben) auf $1 + {}^1/_3$ nahezu ($\varepsilon < {}^1/_{13}$ gegen jetzt ca. ${}^1/_{60}$).

Die Verteilung der Wärmemengen über die Breitegrade wird durch eine Änderung der Grösse der Deklination der Sonne (der Schiefe der Ekliptik) in beiden Hemisphären in gleicher Weise beeinflusst. Einer Zunahme der Schiefe der Ekliptik entspricht eine Abnahme des Betrages der Sonnenstrahlung am Äquator und dafür einer Zunahme in den höheren Breiten. Mit einer Schiefe der Ekliptik von 24° 43′ findet Meech für den Äquator eine Abnahme von 1·65 Wärmetagen, zwischen 40° und 50° ist die Änderung nahezu Null, am Pol beträgt sie + 7·64 Thermaltage.[2])

Den Einfluss der Änderungen der astronomischen Elemente behandelt auch Hargreaves in der oben zitierten Abhandlung.[3]).

2. Verteilung der Intensität der Sonnenstrahlung an der Erdoberfläche selbst, am Grunde der Atmosphäre.

Jener Teil der Strahlung, welcher bis zum Grunde der Erdatmosphäre auf der Erdoberfläche selbst anlangt, kann (s. S. 27) ausgedrückt werden durch Jq^d, wenn J die Intensität der Strahlung an der oberen Grenze der Atmosphäre, q der Transmissionskoëffizient und d die Dicke der durchstrahlten atmosphärischen Schichten ist. Mit hinlänglicher Annäherung kann $d = \sec z$ gesetzt werden, wenn z die Zenitdistanz der Sonne bezeichnet, oder was dasselbe, gleich $1 : \sin h$, wenn h die Sonnenhöhe bezeichnet. Es ist also:

$$dW = C \sin h q^{1/\sin h}\, dt \quad \text{und} \quad \sin h = \sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos t.$$

Die Integration dieser Gleichung für $t = -t_0$ bis $+t$ würde die Wärmemenge, die im Laufe eines Tages auf den Erdboden gelangt, liefern. Diese Integration lässt sich aber auf gewöhnlichem Wege nicht durchführen.

A. Angot war deshalb genötigt, um das sehr wichtige Problem zu lösen, welche Wärmemengen (bei ganz heiterem Himmel) zur Erdoberfläche selbst gelangen, einen indirekten aber sehr mühsamen Weg einzuschlagen. Er berechnete direkt die Intensität an der Grenze der Atmosphäre und dann für die Transmissionskoëffizienten $q = 0{\cdot}9$, 0.8, 0·7 und 0·6, die Intensität der Strahlung Jq^d an der Erdoberfläche während eines Tages von Stunde zu Stunde für eine bestimmte Breite

1) R. Ball hat von diesem Satz Anwendung gemacht in seinem Buche „The cause of an Ice age." London 1891. Vergl. Handbuch der Klimatologie. B. I. Kapitel „Klimaänderungen".

2) Meech giebt dem Äquator 365¼ Thermaltage.

3) Hargreaves, Cambridge Phil. Transactions. XVI. P. I. pag. 59 etc.

und bestimmte Deklination der Sonne Derart erhielt er fur jeden Tag funf Kurven, deren Flacheninhalt mit dem Planimeter, nach Trapezformeln und nach der Simpsonschen Regel ermittelt wurde und die taglichen Warmesummen lieferte

Diese Rechnung wurde fur die $\delta = 0, 4, 8, 12, 16, 20, 22^0$ und $23^0 27'$ nordlich und sudlich, somit fur 15 Epochen des Jahres und fur jeden 10 Breitegrad durchgefuhrt Die auf diesem Wege erhaltenen Warmemengen der einzelnen Tage und der Monatssummen bilden die Grundlage unserer jetzigen Kenntnisse uber die Erwarmung der Erdoberflache selbst durch die Sonnenstrahlung unter verschiedenen Breiten und zu verschiedenen Jahreszeiten [1])

Einige dieser wichtigen Daten sind schon S 41 mitgeteilt worden [2])

Die Verteilung der Warmestrahlung der Sonne an der Erdoberflache unter dem Einflusse der Atmosphare hat auch W Zenker untersucht und dabei andere Wege eingeschlagen als Angot. Er suchte dabei den thatsachlichen Verhaltnissen noch spezieller Rechnung zu tragen [3])

Normalwerte von bleibender Bedeutung in dem Umfange, wie sie Angot abgeleitet hat, konnte aber Zenker dabei nicht erzielen

B Theorie der vertikalen Temperaturverteilung in der Atmosphare

Warmeanderung mit der Hohe bloss als Folge aufsteigender und niedersinkender Luftbewegungen Wurde die Atmosphare nur vom Erdboden her erwarmt, also der Temperaturzustand in jedem Abstande vom Boden nur von vertikalen Konvektionsstromungen herruhren, so wurde die vertikale Temperaturverteilung sehr einfache Gesetze befolgen, deren Entwickelung in thunlichster Kurze und Einfachheit im Nachfolgenden gegeben werden soll

1 Trockene Luft Wird eine gewisse Warmemenge auf ein Luftquantum ubertragen, so bringt dieselbe zwei Wirkungen hervor die Temperatur des Luftquantums steigt, zugleich aber tritt auch eine entsprechende Volumzunahme desselben ein, welche, weil dabei ein ausserer Druck uberwunden werden muss, eine gewisse Arbeitsleistung reprasentiert, zu welcher eine bestimmte Warmemenge benotigt wird Man darf sich diese Vorgange als unabhangig von einander und kurz aufeinanderfolgend vorstellen und kann daher die Gleichung aufstellen

$$dQ = c_v dt + A p dv,$$

dQ kleine Warmemenge, c_v spez Warme der Luft bei konstanten Volum, A Wärmeäquivalent der Arbeitseinheit [4])

Der erste Summand rechts entspricht der Warmemenge, welche zur Erwarmung des Kilogramms Luft um dt Grade notig war, der zweite dem Warmeäquivalent der Arbeitsleistung bei der Ausdehnung des Gasvolums um dv gegen den äusseren Druck p

Das Mariotte-Gay-Lussacsche Gesetz [5]) ergiebt bekanntlich die Gleichung

---

[1]) A Angot, Recherches théoretiques sur la distribution de la Chaleur à la surface du globe Annales du Bureau Central Mét de France Mémoires de 1883 Paris 1885 Man s auch Met Z 1886 S 510

[2]) Man s auch Handbuch der Klimatologie B I S 109 u 126

[3]) W Zenker, Die Verteilung der Warme auf der Erdoberflache Berlin 1888, Springer

[4]) Das Arbeitsäquivalent der Wärmeeinheit J will ich im folgenden stets zu 427 Kilogramm-Meter annehmen, das Warmeäquivalent der Arbeitseinheit, das hier am häufigsten in Rechnung zu stellen ist, oder 1 . J = A setze ich deshalb gleich 0 00231 Kilogramm-Kalorien

[5]) Aus $(vp / 1 + \alpha t) = (v'p' / 1 + \alpha t')$ folgt, wenn man statt $(1 + 0\ 00367) t$ setzt $\alpha (273 + t) = \alpha T$, $(vp / T) = (v'p'/T')$ Setzt man im Normalzustand $p' = 10333$, d i Druck einer Atmosphäre, $T' = 273$, absolute Temperatur des Gefrierpunktes, $v' = 0\ 7734$ Volum der Gewichtseinheit, so wird $v'p'\ T' = R = 29\ 27$ für Luft und allgemein $vp = RT$

$vp = RT$, wo R eine Konstante für ein Gas von bestimmter Dichte ist, und zwar $= p_0 v_0 : T_0$, für trockene Luft also $= 29 \cdot 27$.

Dann ist: $p dv = R dt - v dp$, somit:

$$dQ = c_v dt + AR dt - Av dp = (c_v + AR) dt - Av dp.$$

Die mechanische Wärmetheorie lehrt, dass $c_v + AR = c_p$, d. i. die spezifische Wärme bei konstantem Druck, repräsentiert.[1] Mit Rücksicht darauf und auf die obige Relation $v = (RT : p)$ geht unsere Gleichung über in:

$$\text{I.} \qquad dQ = c dt - ART \frac{dp}{p}.$$

Gehen die Temperatur- und Druckänderungen (oder Volumänderungen) ohne äussere Wärmezufuhr vor sich, so ist $dQ = 0$ zu setzen und die obige Gleichung liefert die Gesetze der sog. „adiabatischen" Druck- und Temperaturänderungen. Solche treten ein, wenn grössere Luftmassen komprimiert oder ausgedehnt werden, ohne dass von aussen Wärme zugeführt wird oder verloren geht, was man beim Aufsteigen oder Niedersinken grösserer Luftmassen als ziemlich zutreffend voraussezen darf; noch mehr, wenn der Luftdruck aus irgend einem Grunde rasch steigt oder sinkt.

a) Temperaturänderungen in der Atmosphäre bei rascher Zu- oder Abnahme des Luftdruckes. Dieselben berechnen sich aus I, wenn $dQ = 0$:

$$c dt = ART \frac{dp}{p}, \qquad \text{somit} \frac{dt}{dp} = \frac{AR}{cp} T,$$

setzt man $A = {}^1/_{427}$, $R = 29 \cdot 3$, $c = 0 \cdot 238$, T rund zu 273^0 (0^0 C.), so wird:

$$dt / dp = 78 \cdot 7 : p.$$

An der Erdoberfläche, wo $p = 760$ mm gesetzt werden kann, ist somit:

$$dt = 0 \cdot 104\, db,$$

b Barometerstand in Millimeter.

Eine Druckänderung von 1 mm bewirkt eine Temperaturänderung von $0 \cdot 1^0$. Es müssen deshalb die Druckänderungen sehr gross sein und sehr rasch vor sich gehen, um merkliche Temperaturänderungen zu bewirken. Selbst wenn im Laufe eines Tages das Barometer um 20 mm sinkt, giebt das bloss 2^0 Änderung, die neben den anderen zufälligen Änderungen wenig zur Geltung kommen dürfte. In höheren Niveaus, wo p kleiner, werden auch die Druckänderungen in gleichem Masse kleiner, es ändert sich deshalb der Wert von dt in Wirklichkeit kaum mit der Höhe.

Nur bei völlig gesättigter Luft wird deshalb Nebelbildung, besonders in höheren Niveaus, infolge rascher Luftdruckabnahme eintreten.[2]

b) Temperaturänderungen in aufsteigenden oder sinkenden Luftmassen, die weder Wärme abgeben noch empfangen:

---

[1] Denken wir uns die Luft in einen Cylinder eingeschlossen mit beweglichem Deckel, so wird derselbe bei einer kleinen Erwärmung um die Strecke ds gegen den äusseren Druck p vorgeschoben. Ist o die Fläche desselben, so ist die Arbeit $dL = o ds p$ oder $dv p$. Es ist somit $dL = p dv = R dt$ (da p konstant). Die Arbeitsleistung bei der Erwärmung um 1^0 ergiebt die Integration von $t = t'$ bis $t = t' + 1$, somit $L = R$ und deren Wärmeäquivalent AR. Zur Erwärmung eines Kilogramms Luft um 1^0 bei gleichzeitiger entsprechender Ausdehnung wird deshalb die Wärmemenge $c_v + AR$, d. i. c_p benötigt.

[2] Über J. Herschels „Barometric fog" s. S. 240. Herschel sieht sie (Meteorology, pag. 94) für sehr häufig eintretend an. — Sehr oft tritt die niedrigste Temperatur in einer Kälteperiode an deren Ende ein, wenn das Barometer schon stark gefallen ist. Beetz meinte, die Druckverminderung könnte die Ursache davon sein, was aber nach obigem nicht wahrscheinlich ist.

$$c\,dt = ART\frac{dp}{p}, \qquad \frac{dt}{T} = \frac{AR}{c}\,\frac{dp}{p},$$

$$\log_n\left(\frac{T'}{T}\right) = \frac{AR}{c}\log_n\left(\frac{p'}{p}\right) \qquad \text{oder} \qquad \frac{T'}{T} = \left(\frac{p'}{p}\right)^{\frac{AR}{c}}$$

Dies ist die bekannte Poissonsche Spannungsgleichung, welche die Beziehungen zwischen Druckanderungen und Temperaturanderungen im „adiabatischen" Zustande ausdruckt

Sie lautet in der gewohnlichen Form, in der sie Poisson aufstellte.

$$\frac{1 + \alpha t'}{1 + \alpha t} = \left(\frac{p'}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}},$$

wo k das Verhaltnis der spezifischen Warme bei konstantem Druck c_p zur spezifischen Warme bei konstantem Volum c_v bedeutet, $c_p : c_v = 1{\cdot}405$ etwa

Setzt man α im Zahler und Nenner als Faktor heraus und berucksichtigt, dass $AR = c_p - c_v$, so fuhrt man die Gleichung in die vorhin abgeleitete Form uber Man hat somit die beiden wichtigen Beziehungen

$$\frac{T'}{T} = \left(\frac{p'}{p}\right)^{0\,288} \qquad \text{oder} \qquad \frac{p'}{p} = \left(\frac{T'}{T}\right)^{3\,47}$$

Aus diesen Gleichungen kann man Temperatur und Druck in aufsteigenden oder herabsinkenden Luftmassen berechnen

Zur Beantwortung der in der Meteorologie zumeist vorkommenden Fragen ist aber diese Form des Ausdruckes der Temperaturanderung mit der Hohe unbequem Man muss den Druck kennen, um die Temperatur berechnen zu konnen; in den meisten Fallen handelt es sich aber darum, die Temperatur in einer gewissen Hohe kennen zu lernen oder das Mass der Temperaturanderung fur ein bestimmtes Hohenintervall

Man muss deshalb fur die Druckanderung die entsprechende Hohenanderung in die Gleichung I einfuhren Erhebt man sich in der Atmosphare um die kleine Hohendifferenz dh, so nimmt der Druck ab um das Gewicht dieser Schicht, also um $dh\,\varrho$, wenn ϱ die Dichte, oder da $\varrho = 1 : v$, $v = RT\ \ p$, so kommt:

$$-dp = \varrho\,dh = \frac{p}{RT}\,dh,$$

somit, wenn dieser Wert von $-dp$ in I eingestellt wird.

$$\text{II} \qquad dQ = c\,dt + A\,dh = 0 \qquad \text{oder} \qquad \frac{dt}{dh} = -\frac{A}{c} \text{ oder } -\frac{1}{Jc}$$

Die Warmeanderung mit der Hohe in aufsteigenden oder niedersinkenden Luftmassen ist deshalb von der Hohe selbst unabhangig (soweit dies mit J der Fall ist, also praktisch vollkommen) und in allen Hohen gleich dem reziproken Wert aus dem Produkt des Arbeitsäquivalentes der Warmeeinheit und der spezifischen Warme des Gases (der Luft)

Es ist $\quad dt\,.\,dh = -1 : (427 \times 0{\cdot}238) = -0\,00984,$

oder hinlanglich genau 1^0 pro 100 m Der umgekehrte Wert $dh \cdot dt$ ist gleich 101·6, die Luft muss etwas uber 100 m emporsteigen, damit ihre Temperatur um 1^0 abnimmt

Man kann daher den Satz aufstellen, dass in trockenen aufsteigenden Luftmassen die Temperatur um je 1⁰ pro 100 m abnimmt.

In einer trockenen Atmosphäre, welche bloss von unten durch Konvektionsströmungen erwärmt würde, würde die Temperaturabnahme überall gleichförmig 1⁰ pro 100 m betragen.[1]) Dasselbe würde eintreten, wenn wir uns die Atmosphäre in vertikaler Richtung vollkommen gemischt denken, so dass jedes Luftteilchen, das früher oben war, jetzt unten ist und umgekehrt, wobei jede Wärmezufuhr oder -Verlust ausgeschlossen sein soll.

Man nennt diesen thermischen Zustand der Atmosphäre deshalb den Zustand des konvektiven Temperaturgleichgewichts. Dieser Zustand bringt es mit sich, dass, wenn eine Luftmasse in ein anderes Niveau gebracht würde, dieselbe von selbst (durch Volumänderung) die Temperatur in diesem Niveau annehmen und daher daselbst im Gleichgewicht sich befinden würde. Sie würde keinen Auftrieb und keinen Abtrieb erfahren.

Hat aber eine Luftmasse bei diesem Zustande eine etwas höhere (oder eine niedrigere) Temperatur und erhält sie einen geringen Impuls zu einer aufsteigenden (sinkenden) Bewegung, so wird sie bis an die Grenze der Atmosphäre steigen (resp. sinken) können, da sie in jedem Niveau durch Ausdehnung (Kompression) wärmer (oder kälter) ankommt und daher die Bewegung im gleichen Sinne fortsetzen muss.[2])

In Bezug auf vertikale Bewegungen in der Atmosphäre bei verschiedenen Zuständen der Temperaturabnahme mit der Höhe kann man daher folgende Fälle unterscheiden:

$dt/dh = 1^0$ pro 100 m. Indifferenter Gleichgewichtszustand
$dt/dh > 1^0$ pro 100 m. Labiler Gleichgewichtszustand
$dt/dh < 1^0$ pro 100 m. Stabiler Gleichgewichtszustand.

Der erste Fall, der des konvektiven Temperaturgleichgewichts, ist schon erörtert worden. Im zweiten Falle kommt eine aufsteigende Luftmasse überall wärmer an, sie kommt deshalb nicht mehr von selbst zum Stillstand, im dritten Falle kommt sie überall kälter an, kann daher, sowie der erste Impuls verbraucht ist, nicht mehr weiter steigen.

Strenge genommen gelten diese Resultate nur unter der Bedingung, unter welcher sie abgeleitet worden sind, nämlich, dass $-dp = \frac{p}{RT} dh$ ist; bei davon stark abweichenden Formen der Druckabnahme muss auch die Temperaturänderung aufsteigender Luftmassen eine andere sein. Der extreme Fall, eine Temperaturver-

---

[1]) Auf anderen Himmelskörpern mit Atmosphären von anderer spezifischer Wärme hat der Quotient $1 : Jc$ natürlich andere Werte. Für eine Wasserdampfatmosphäre z. B. wäre $c = 0.481$, somit $dt/dh = 0.00487$, die Wärmeabnahme somit kaum $\frac{1}{2}^0$ pro 100 m. Bei 20⁰ mit Wasserdampf gesättigte Luft (im Meeresniveau) giebt aber doch noch 0.968⁰ pro 100 m.

[2]) Es könnte scheinen, dass dies im Widerspruch mit dem Prinzip der Erhaltung der Energie steht, da hier ein kleiner Temperaturüberschuss eine sehr grosse Arbeit leistet. Der Widerspruch verschwindet, wenn man bedenkt, dass eine ebenso grosse Luftmasse an Stelle der aufsteigenden herabsinkt; in dem einen Falle wird Arbeit geleistet, in dem anderen eine ebenso grosse Arbeit wiedergewonnen. Es ist deshalb auch unrichtig, anzunehmen, dass die Erkaltung der aufsteigenden Luftmassen das Wärmeäquivalent der bei dieser Hebung der Luftmassen geleisteten Arbeit ist; die Erkaltung ist nur eine Folge der Ausdehnungsarbeit. Sie unterbleibt daher auch, wenn ein nicht ausdehnsamer (fester) Körper in einer Flüssigkeit von grösserem spezifischen Gewicht als er selbst aufsteigt. Ein solcher erwärmt sich auch nicht, wenn er umgekehrt in einer leichteren Flüssigkeit hinabsinkt. Ein Senkblei, dass in eine Tiefe von 9 km hinabfällt, müsste sich sonst erheblich erwärmen. Man sehe darüber die Abhandlung von W. von Bezold: Über die Temperaturänderungen auf- und absteigender Luftströme. Met. Z. 1898. S. 441 etc.

teilung in der Atmosphäre, bei welcher in vertikaler Richtung der Luftdruck sich nicht ändert, alle Schichten gleich dicht bleiben (derselbe soll später behandelt werden), zeigt dies auf den ersten Blick Doch sind extreme vertikale Luftdruckänderungen nur innerhalb kleiner Höhenintervalle in Wirklichkeit vorhanden, so dass im allgemeinen die obigen Sätze auf die wirkliche Atmosphäre mit hinlänglicher Genauigkeit Anwendung finden Ganz genau gelten sie aber nur für eine Atmosphäre im Zustande des konvektiven Temperaturgleichgewichtes oder im Innern so mächtiger aufsteigender Luftmassen, dass die umgebenden Druckverhältnisse keinen merklichen Einfluss haben [1])

Die Poissonsche Gleichung ist allgemeiner, da sie gestattet, das Verhältnis der absoluten Temperaturen in verschiedenen Höhen aus dem beobachteten Verhältnis der Luftdruckwerte oder umgekehrt zu berechnen

Enthält die aufsteigende Luft Wasserdampf, so wird dadurch deren spezifische Wärme etwas erhöht, was die Wärmeabnahme verlangsamt, aber bei den in der Atmosphäre in Betracht kommenden Verhältnissen kann dieser Einfluss völlig unbeachtet bleiben (s. Anmerkung 3 S 754), so lange keine Kondensation des Wasserdampfes eintritt. Sobald aber eine solche stattfindet, ändern sich durch die freiwerdende latente Dampfwärme die Verhältnisse ausserordentlich, so dass sie Gegenstand einer speziellen Untersuchung werden müssen Bei niedersinkenden Luftmassen, die sich ja erwärmen, was die Kondensation ausschliesst, gelten die obigen Ausführungen auch für feuchte Luftmassen

Bemerkung über die Höhe der Atmosphäre In einer nur von unten erwärmten trockenen Atmosphäre würde die Temperatur des absoluten Nullpunktes schon eintreten in einer Höhe, die gegeben ist durch

$$0\,00984\,h = 273^0,\quad h = 27744\,m,$$

in ca 28 km Höhe würde der absolute Nullpunkt erreicht und in einer Höhe von ca 19—20 km würde die Luft schon flüssig werden

Die Beimengung des Wasserdampfes ändert an diesem Resultat nicht sehr viel, denn die Wirkung desselben reicht kaum über 10 km hinaus, wo nach den Ergebnissen der Ballonfahrten eine mittlere Temperatur von rund — 50⁰ angenommen werden darf Von diesem Niveau aufsteigende (also von unten durch direkte Erwärmung am Boden und durch Wasserdampfkondensation erwärmte) Luft würde auch schon in einer relativen Höhe von·

$$0\,00984\,h = 223^0,\quad h = 22\,7\,km,$$

also absolut in ca 33 km den absoluten Nullpunkt erreicht haben.

Für eine reine Wasserdampfatmosphäre erhält man aber, wegen der grossen latenten Dampfwärme, doch nahe 350 km Höhe [2])

c) Wie gross ist die Wärmeabnahme mit der Höhe, bei welcher die unteren Luftschichten spezifisch leichter werden als die oberen, somit von selbst aufsteigen?

Wenn die Wärmeabnahme mit der Höhe auch etwas grösser ist als rund 1⁰ pro 100 m, so kann die Luft doch ohne weitere starke Überwärmung oder einen ihr besonders erteilten vertikalen Bewegungsimpuls nicht von freien Stücken aufsteigen, da sie dabei noch immer spezifisch schwerer ist, als die zunächst darüber

[1]) Man sehe Näheres darüber bei Sprung Die vertikale Abnahme des Luftdruckes und der Temperatur Met Z 1888 B. XXIII S 460

[2]) Man s A Ritter, Anwendung der mechanischen Wärmetheorie auf kosmologische Probleme Hannover 1879 § 2 u 3

lagernde Schicht. Das Überschreiten des Zustandes des indifferenten Temperaturgleichgewichtes muss eine bestimmte Grösse erreichen, dann erst setzt sich die Luft, wie im Ballon, durch den Auftrieb, den sie von der Umgebung erfährt, von selbst in Bewegung. Welche Wärmeabnahme nach oben dazu nötig ist, berechnet sich leicht.

Mit Beibehaltung der früheren Bezeichnungen (ϱ die Dichte der Luft) erhalten wir:

$$\varrho = \frac{p}{RT} \qquad d\varrho = \frac{RT\,dp - pR\,dt}{R^2T^2} = \frac{p}{RT}\left(\frac{dp}{p} - \frac{dt}{T}\right),$$

wenn demnach $\frac{dp}{p} = \frac{dt}{T}$ wird, so wird $d\varrho = 0$, die Dichte ist in allen vertikalen Schichten die gleiche; ist aber $dt : T$ noch grösser, so nimmt die Dichte nach oben ab.

Eine etwas speziellere Lösung, die aber eine bestimmtere Antwort giebt, erhalten wir, wenn wir einsetzen $-dp = \frac{p}{RT}\,dh$, also das Höhenmass der Wärmeabnahme nach oben einführen. Dann ergiebt sich, da $-\frac{dp}{p} = \frac{dh}{RT}$:

$$d\varrho = -\frac{p}{RT}\left(\frac{dh}{RT} + \frac{dt}{T}\right) = -\frac{p\,dh}{RT^2}\left(\frac{1}{R} + \frac{dt}{dh}\right),$$

$$\frac{d\varrho}{dh} = -\frac{p}{RT^2}\left(\frac{1}{R} + \frac{dt}{dh}\right)$$

als Ausdruck der Abnahme der Dichte mit der Höhe.

dt/dh ist normal negativ. Wird die Wärmeabnahme mit der Höhe gleich dem reciproken Wert von R, dann wird $d\varrho/dh = 0$, die Dichte, das spezifische Gewicht, der Luft bleibt in allen vertikalen Schichten die gleiche, die Druckabnahme mit der Höhe wird durch die rasche Zunahme des spezifischen Gewichtes der Luft kompensiert. Ist aber die Wärmeabnahme noch rascher, dann werden die unteren Schichten spezifisch leichter als die oberen, sie müssen mit Auftrieb in die Höhe steigen. Die Grenzbedingung ist:

$$dt/dh = 1 : 29{\cdot}27 = 0{\cdot}0342.$$

Nimmt die Temperatur um mehr als 1° für je 29 m (rund) ab, oder um mehr als 3·4° pro 100 m, so steigt die Luft von selbst auf.[1])

Für Wasserdampf ist $R = \frac{p_0 v_0}{T_0} = \frac{10333 \times 1{\cdot}241}{273} = 47{\cdot}0,$

$$1/R = 0{\cdot}0213.$$

In einer Wasserdampfatmosphäre wird das absolute labile Gleichgewicht schon bei einer Wärmeabnahme von 2° pro 100 m erreicht. Die warme, sehr feuchte Luft über einem besonnten feuchten Boden steigt deshalb auch viel leichter auf, als trockene Luft von gleicher Temperatur.

Für eine Wasserstoffatmosphäre ist $R = \frac{10333 \times 11.11}{273} = 420{\cdot}6,\ 1/R$

---

[1]) Ist eine derartige Erwärmung der untersten Luftschichten, z. B. in Wüsten, über einer sehr grossen Fläche gleichförmig eingetreten, so kann der Zustand, da seitwärts pressende dichte Luftschichten fehlen, eine Weile anhalten. Wird aber an einer Stelle das Gleichgewicht gestört, dann strudelt die ganze überwärmte untere Luftschicht in die Höhe und bildet Staubtromben (tanzende Derwische, Devils), die aber ziemlich kurzlebig sind und kaum sehr grosse Höhe erreichen, da trockene Luft beim Aufsteigen zu rasch abkühlt.

$= 0.00238$ Schon bei einer Wärmeabnahme von 0.24° pro 100 m sind die unteren Schichten spezifisch leichter als die oberen.

Bei einer mittleren Temperaturänderung mit der Höhe, wie sie in unserer Atmosphäre existiert (0.6° ca.), würden deshalb in einer Wasserstoffatmosphäre die unteren Schichten schon mit Gewalt in die Höhe steigen. Ein vertikales Temperaturgleichgewicht kann in einer solchen nur bei sehr langsamer Wärmeabnahme bestehen.

II. Wärmeabnahme mit der Höhe in feuchten aufsteigenden Luftmassen. Enthält die aufsteigende Luft Wasserdampf, so wird, sobald durch die dabei stattfindende Abkühlung um 1° pro 100 m der Taupunkt erreicht worden ist, Wasserdampf kondensiert und die frei werdende latente Wärme desselben vermindert von diesem Punkte an die Wärmeabnahme. Es wird ja der aufsteigenden Luft Wärme zugeführt. Die Berechnung der Temperaturänderung der Luft unter diesen Verhältnissen hat wohl zuerst Wm. Thomson (Lord Kelvin) geliefert [1]). Eine elegantere und viel kürzere Lösung der Aufgabe, die Wärmeabnahme mit der Höhe in aufsteigenden feuchten Luftströmen zu berechnen, hat Peslin (1868) gegeben [2]), dem wir deshalb in der nachfolgenden Darstellung folgen wollen.

So lange die aufsteigende feuchte Luft noch nicht den Taupunkt erreicht hat, gelten die vorhin für trockene Luft entwickelten Gesetze [3]). Sowie aber der Sättigungspunkt erreicht ist, wird bei weiterem Aufsteigen um die kleine Höhe dh die Dampfmenge dq kondensiert, wenn q die in einem Kilogramm feuchter Luft enthaltene Wasserdampfmenge bezeichnet. Die dabei frei werdende Wärmemenge ist $r\,dq$, wenn r die latente Wärme des Wasserdampfes bezeichnet.

Die Gleichung II (S. 750) geht nun über, da $dQ = -r\,dq$, in

$$-r\,dq = c\,dt + A\,dh$$

Da $q = 0{\cdot}623\,\frac{e}{b}$, so ist $\log q = \log 0.623 + \log e - \log b$,

somit $\frac{dq}{q} = \frac{de}{e} - \frac{db}{b}$, $\quad -db = \varrho\,dh = \frac{b}{RT}dh$,

somit $\frac{dq}{q}$ auch $= \frac{de}{e} + \frac{dh}{RT}$, $\quad dq = q\frac{de}{e} + \frac{q}{RT}dh$,

---

[1]) Wm. Thomson, On the Convective Equilibrium of temperature in the Atmosphere. Mem. Lit. and Phil. Soc. of Manchester Ser. III. Vol. II. 1865. Read Jan. 1862. Wm. Thomson berechnet zuerst die Wärmeabnahme in trockener Luft aus der Poisson'schen Gleichung. Er kommt dann zu den bekannten Resultaten und zu der Folgerung, dass schon in ca. 27½ km der absolute Nullpunkt erreicht werden würde. Dies ist unwahrscheinlich. Wärmestrahlung vom Erdboden muss die theoretische Wärmeabnahme vermindern. Sir William sagt dann: „Dr. Joule hat behauptet, dass die Kondensation des Wasserdampfes in den aufsteigenden Luftströmen die Hauptursache sei, dass die thatsächliche Wärmeabnahme so langsam erfolgt. Ich habe deshalb die folgende Untersuchung beigefügt, in welcher der Effekt der Kondensation in Betracht gezogen wird."

[2]) Peslin, Sur les mouvements généraux de l'atmosphère. Bull. hebdomadaire de l'Assoc. Scientifique de France. Tome III. 1868. Nr. 67 vom 10. Mai. Ich habe dann später dem resultierenden Differentialquotienten eine übersichtlichere und zur Rechnung bequeme Form gegeben und die weiteren Konsequenzen entwickelt. Die Gesetze der Temperaturänderung in aufsteigenden Luftströmen. Zeitschrift f. Met. IX. 1874. S. 195 etc.

[3]) Die spezifische Wärme feuchter Luft c' ist allerdings ein wenig grösser als die der trockenen Luft, aber bei dem in der Atmosphäre vorkommenden Gewichtsverhältnis zwischen trockener Luft und dem beigemengten Wasserdampf kann der Unterschied vernachlässigt werden.

Die Dampfmenge q, die in einem Kilogramm feuchter Luft enthalten ist, beträgt, wenn e die Dampfspannung und b den Barometerstand bezeichnet, $q = 0.623\,e : (b - 0.377\,e)$, s. S. 220, wofür man setzen darf $0.623\,e : b$. Da die spezifische Wärme des Wasserdampfes 0.481 ist und in einem Kilogramm feuchter Luft q Wasserdampf und $1 - q$ trockene Luft, so ist die spezifische Wärme der feuchten Luft $c' = 0.238\,(1 - q) + 0.481\,q$. Nehmen wir (Maximalfall) $e = 20$ mm, $b = 760$, so erhalten wir selbst in diesem Falle nur $c' = 0.234 + 0.008 = 0.242$ statt 0.238 für ganz trockene Luft.

$$c\,dt + rq\frac{de}{e} + \frac{rq}{RT}dh + A\,dh = 0,$$

$$\left(c + rq\frac{de}{e}\cdot\frac{1}{dt}\right)dt + \left(\frac{rq}{RT} + A\right)dh = 0,$$

$$\frac{dt}{dh} = -\frac{A + \frac{rq}{RT}}{c + rq\frac{de}{e}\cdot\frac{1}{dt}}$$

Wärmeabnahme mit der Höhe in gesättigt feuchten aufsteigenden Luftströmen.

Alle Grössen in dieser Formel sind bekannt, r latente Dampfwärme = 596·7 — 0·6 t pro Kilogramm, q aus obiger Formel leicht zu berechnen (s. auch Tabelle S. 214), nur der Ausdruck $\frac{de}{e}\cdot\frac{i}{dt}$ ist noch zu erläutern. In den Werken über mechanische Wärmetheorie, z. B. bei Zeuner, findet man Tafeln, in denen die Werte desselben für 5 zu 5^0 gegeben sind. Es giebt aber auch die Formel von Magnus für die Dampfspannung in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur ein bequemes Mittel, zu dieser Kenntnis zu gelangen. Sie liefert[1]):

$$\frac{de}{dt}\cdot\frac{1}{e} = \frac{4025}{(235 + t)^2}.$$

Temperatur	—20	—15	—10	—5	0	5	10	15	20	25	30°
$\frac{de}{dt}\cdot\frac{1}{e}$	.087	.083	.077	.074	.0715	.070	.066	.064	.062	.0595	.057

Will man ganz genau rechnen, also für q den genauen Wert einsetzen, sowie auch die spezifische Wärme feuchter Luft, so muss auch für R statt rund 29·3 der entsprechende Wert für feuchte Luft, der etwas grösser ist und mit dem Dampfgehalt wächst, genommen werden. Die Dichte feuchter Luft findet man S. 215. Da aber die Rechnungsergebnisse nie in voller Strenge auf die wirklichen Verhältnisse in der Atmosphäre Anwendung finden, ist eine solche Verschärfung der Rechnung, welche die Formeln weitläufig macht, nicht nötig.[2])

Die mittelst dieser Formel von mir berechneten Werte des Differentialquotienten dt : dh für gesättigt-feuchte Luft sind schon oben auf S. 241 mitgeteilt worden.

Erweiterte Tabelle der Temperaturgradienten in feuchter aufsteigender Luft. Die neueren Wolkenstudien und Ballonfahrten haben es wünschenswert gemacht, die eben zitierte Tabelle dieser Temperaturgradienten für niedrigere Temperaturen zu ergänzen, was in der folgenden Tabelle geschehen ist. Sie dürfte neben den Diagrammen von Hertz und Neuhoff, welche die betreffenden Fragen auf graphischem Wege genauer beantworten, immer-

[1]) Die Formel von Magnus lautet:

$$e = 4.525 \times 10^{\frac{at}{b+t}},$$

wo a = 7.4475 und b = 234.7° C., somit:

$$\log e = \log e_0 + \log 10\,\frac{at}{b+t},$$

wenn natürliche Logarithmen genommen werden, wo log 10 = M zu setzen ist. Die Differenzierung liefert weiter:

$$\frac{de}{e} = M\left(\frac{(b+t)a\,dt - at\,dt}{(b+t)^2}\right) = M\,\frac{ab}{(b+t)^2}\,dt.$$

[2]) Die strenger abgeleitete Formel findet man bei Sohncke, Met. Z. B. XV. S. 41, und in R. Rühlmanns Handbuch der mechanischen Wärmetheorie. B. II. S. 786. 1885.

hin noch Verwendung finden, da sie bei der etwas unbestimmten Natur der Aufgabe hinlänglich genaue Auskünfte in übersichtlicher Weise giebt.

Temperatur der dampfgesättigt (von verschiedenen Seehöhen) aufsteigenden Luft

Luftdruck	—30	—25	—20	—15	—10	—5	0	5	10	15	20	25	Seehöhe Meter [1])
	Temperaturabnahme pro 100 m												
760	0.93	0.91	0.86	0.81	0.76	0.69	0.63	0.60	0.54	0.49	0.45	0.41	0
700	93	91	85	80	74	68	62	59	53	48	44	40	700
600	92	88	83	77	·71	65	58	55	49	44	40	37	1900
500	91	86	80	74	68	62	55	52	46	41	38	—	3300
400	·89	85	77	71	63	57	50	·47	42	38	—	—	5100
300	87	80	72	65	57	51	44	42	—	—	—	—	7300
200	84	74	·64	57	49	43	38	—	—	—	—	—	10600

Die folgende Tabelle von Neuhoff ergänzt unsere Tabelle in anderer Richtung und erläutert die auf S. 309 gegebenen Ausführungen in besonders klarer Weise.

Wärmeabnahme mit der Höhe pro 100 m (vertikale Temperaturgradienten) in vom Meeresniveau aus zu verschiedenen Seehöhen adiabatisch aufsteigender gesättigt-feuchter Luft von verschiedener Anfangstemperatur [2])

Seehöhe	0	1000	2000	3000	4000	5000	6000	7000
Anfangstemperatur	Temperaturgradient (pro 100 m)							
—20	0.86	0.90	0.95	—	—	—	—	—
—10	·75	82	87	89	—	—	—	—
0	·62	68	75	82	88	—	—	—
10	54	56	56	65	·73	80	84	—
20	44	46	49	51	57	59	63	·72
30	37	37	38	40	42	43	45	48

Eine vollständigere Lösung der Aufgabe, die Temperatur und den Luftdruck in aufsteigenden feuchten Luftmassen zu berechnen, haben in Form von Formeln und Diagrammen H. Hertz und jüngst Neuhoff geliefert (Deutsche Met. Z. B. I. 1884 S. 421, Abhandlungen des Kgl. Preussischen Meteorologischen Instituts B. I. Nr. 6. Berlin 1900). Eine Wiedergabe der von Neuhoff berechneten genauen, überaus nützlichen Tafeln war ihres Umfanges wegen leider nicht möglich und es kann hier nur auf selbe verwiesen werden. Das Diagramm von Hertz ist diesem Buche beigegeben. Auch W. v. Bezold hat den Gegenstand in allgemeiner Form von anderen Gesichtspunkten aus behandelt (Sitzungsberichte der Berliner Akad. 1888 XXI), hier kann ebenfalls nur darauf hingewiesen werden.

Genäherte Formel für feuchte Luft. Man erhält eine der Poissonschen Formel für trockene Luft entsprechende Gleichung für feuchte Luft, wenn man sich erlaubt, für kleinere Temperaturunterschiede die bei der Kondensation frei werdende Dampfmenge der Temperaturabnahme proportional zu setzen, eine Voraussetzung, deren Zulässigkeitsgrenzen aus dem folgenden sich ergeben werden. Bedeutet ω die bei der Temperaturabnahme um 1° aus einem Kilogramm feuchter Luft durch Kondensation frei werdende Wärmemenge, so erhält man aus

$$-\omega\,dt = c\,dt - ART\frac{dp}{p}$$

[1]) Temperatur an der Erdoberfläche 10° und Wärmeabnahme 0.6 pro 100 m angenommen.
[2]) O. Neuhoff, Adiabatische Zustandsänderungen feuchter Luft.





$$\frac{dp}{p} = \left(\frac{c+\omega}{AR}\right)\frac{dt}{T} \qquad \frac{p}{p_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{c+\omega}{AR}} \quad \text{oder} \quad \frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{AR}{c+\omega}},$$

dieselben Gleichungen wie oben S. 750, nur mit dem Unterschied, dass die spezifische Wärme der Luft hier durch die bei der Abkühlung um 1^0 frei gewordene Dampfwärme ω erhöht erscheint. Die Werte des Exponenten $\varepsilon = (c+\omega):AR$ wachsen natürlich mit der Temperatur und gelten deshalb nur innerhalb beschränkter Temperaturintervalle. Sie wachsen aber auch mit der Abnahme des Luftdruckes, weil die in einem Kilogramm gesättigt-feuchter Luft enthaltene Dampfmenge bei gleicher Temperatur mit der Abnahme des Luftdruckes zunimmt (s. Tabelle S. 214).

Werte von $(c+\omega):AR$.

Temperatur	—10	0	10	20	30° C.
Luftdruck 760	4.0	4.5	5.5	6.4	8.0
„ 380	4.5	6.0	7.3	9.0	11.0

Das Spannungsgesetz feuchter Luft bei adiabatischer Ausdehnung ist daher genähert z. B. bei 10^0 und 760 mm:

$$p:p_0 = (T:T_0)^{5.5} \qquad \text{oder} \qquad T:T_0 = (p:p_0)^{0.18}.$$

Für $\omega = 0$, also für trockene Luft gehen die obigen Gleichungen selbstverständlich in die Poissonsche Form über.[1])

Bauernfeind hat aus seinen hypsometrischen Beobachtungen den Exponenten der Poissonschen Gleichung, $(k-1):k$, auf empirischem Wege so zu bestimmen gesucht, dass er mit den zugehörigen beobachteten Werten von p und T möglichst genau in Übereinstimmung steht. Er erhielt aus 100 korrespondierenden Beobachtungen von Luftdruck und Temperatur in verschiedenen Höhen (die durch Nivellement bestimmt worden waren) $k = 1{\cdot}216$, weshalb er mit Rücksicht auf die geringe Genauigkeit der Bestimmung k, rund $= 1{\cdot}2$ setzte. Dann wird:

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^6 \quad \text{oder} \quad \frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{1/6}.$$

Diese einfache Relation hat demnach für mittlere Zustände der unteren atmosphärischen Schichten Gültigkeit. Sie stimmt mit obigem Wert von ε für 15^0 ca. überein, gilt also für den Sommer unserer Breiten.[2])

Sie entspricht, wie man sich leicht überzeugt, einer Wärmeabnahme von $0{\cdot}57^0$ pro 100 m, wie sie in der That aus den Beobachtungen in Gebirgen im Mittel gefunden wird.

Erläuterung der „Adiabaten"-Tafel von Hertz. Für die Art der Benutzung seines Diagramms giebt Hertz selbst die folgende Anleitung:

Gegeben sei im Meeresniveau eine Luftmasse von 750 mm Druck, 27^0 Temperatur und 50 Proz. relativer Feuchtigkeit.

Welche Zustände durchläuft diese Luftmasse, wenn sie ohne Wärmezufuhr in höhere Schichten der Atmosphäre und damit unter niedrigeren Druck versetzt wird, und in welchen Höhen über dem Meeresniveau werden angenähert die verschiedenen Zustände erreicht?

Zunächst sucht man in der Tafel denjenigen Punkt, welcher dem Anfangsstadium entspricht. Wir finden ihn als Schnittpunkt der horizontalen Isotherme 27

---

[1]) Th. Reye, Die Wirbelstürme. Hannover 1872. S. 220 etc.

[2]) Bauernfeind, Beobachtungen und Untersuchungen über die Genauigkeit barometrischer Höhenmessungen. München 1862. Abschnitt: Physikalische Konstitution der Atmosphäre. Die Resultate haben aber keine weitere physikalische Bedeutung.

und der vertikalen Isobare 750 Wir bemerken, dass er fast genau auf der punktierten Linie 22 liegt; das bedeutet, dass unsere Luftmasse in jedem Kilogramm ihres eigenen Gewichtes 22 Gramm Wasserdampf enthalten müsste, um gesättigt zu sein Da sie aber nur 50 Proz Feuchtigkeit hat, so enthält sie nur 11·0 Gramm Wasserdampf im Kilogramm Dies merken wir uns für später Ferner fahren wir auf der Isobare 750 vertikal abwärts zur Höhenskala, die sich am unteren Rande der Tafel findet und lesen hier 100 m ab Der Nullpunkt der Höhenskala liegt also um 100 m unterhalb des von uns als Anfangspunkt gewählten Niveaus und wir haben deshalb von allen späteren Ablesungen der Höhenskala 100 m abzuziehen, um die Höhen über dem Meeresniveau zu erhalten. Heben wir nun unsere Luftmasse in die Höhe, so wird die Reihe der Zustände, welche sie durchläuft, zunächst gegeben durch diejenige Linie des Systems α, welche durch den Anfangszustand geht.[1]) Eine ausgezogene Linie findet sich nicht vor, wir interpolieren deshalb eine solche Wenn die Zahl der sich kreuzenden Linien verwirrend erscheint, so nehmen wir einen Papierstreifen und legen ihn parallel dem gerade betrachteten System, es fällt dann alle Verwirrung fort Um nun den Zustand etwa in der Höhe 700 m kennen zu lernen, suchen wir den Punkt 700 + 100 = 800 in der Höhenskala und gehen senkrecht in die Höhe, bis wir unsere Linie α treffen. Der Schnittpunkt giebt 687 mm Druck und 19·3° Temperatur Wir dürfen aber die Linie α nur bis zu demjenigen Punkte benutzen, in welchem sie die punktierte Linie 11 schneidet. Denn dass wir diese Linie erreichen, bedeutet, dass wir zu einem Zustand gelangen, in welchem die Luft nur noch eben 11 Gramm Wasser im Kilogramm dampfförmig zu enthalten vermag. Da wir nun 11 Gramm im Kilogramm haben, so beginnt bei weiterer Abkühlung die Kondensation Der Druck für den Punkt beginnenden Niederschlages ist 640 mm, die Temperatur 13·3° Dies ist nicht etwa die Temperatur des ursprünglichen Taupunktes, sondern sie ist niedriger Die punktierte Linie 11 schneidet die Isobare 750 bei 15·8°, und dies ist der ursprüngliche Taupunkt Da aber ausser der Abkühlung der Luft auch eine Vergrösserung des Volums derselben stattgefunden hat, so hat sich das Wasser noch bis 13·3° dampfförmig erhalten können. Die Höhe, in der wir uns befinden, entspricht der unteren Grenze der Wolkenbildung, sie beträgt ungefähr 1270 m Um die Zustände weiter zu verfolgen, legen wir durch den Schnittpunkt eine Kurve des Systems β und folgen dieser. Dieselbe fällt viel langsamer gegen die Abscissenaxe ab, als die bisher benutzte Linie α, es ändert sich also die Temperatur jetzt viel langsamer mit der Höhe als bisher, was in dem Freiwerden der latenten Wärme des Wasserdampfes seinen Grund hat Nachdem wir nun 1000 m seit dem Beginn der Kondensation gestiegen sind, ist die Temperatur nur bis 8·2°, also nur um 0·51° auf je 100 m, gesunken Wir befinden uns auf der punktierten Linie 8·9 und ersehen daraus, dass jetzt noch 8·9 Gramm Wasserdampf vorhanden sind, dass also in diesen ersten 1000 m der Wolkenschicht 2·1 Gramm Wasser pro Kilogramm Luft kondensiert worden sind Die Temperatur 0° erreichen wir bei dem Drucke 472 mm und in der Höhe 3750 m, während wir sie schon in der Höhe 2600 m erreicht hatten, wenn die Luft trocken gewesen wäre und wir die Linie α nicht hätten verlassen müssen 4·9 Gramm Wasser oder 45 Proz des gesamten Wassergehaltes erweisen sich jetzt als kondensiert, und dieser Teil beginnt bei weiterer Ausdehnung zu gefrieren. Bis aber nicht das letzte Teilchen Wasser ge-

[1]) Die Buchstaben α, β, γ, welche die Systeme bezeichnen, wird man in kleinen Kreisen am Rande der Tafel finden Zu jedem derselben führt eine Linie desjenigen Systems, welches bezeichnet werden soll. Die Zustandsänderung unseres Beispiels ist in der Tafel durch eine gestrichelte Linie angegeben

froren ist, kann die Temperatur nicht weiter sinken, und wir werden daher auf eine gewisse Strecke die Temperatur 0° gleichmässig beibehalten. Um zu erfahren, bis wie weit, dient uns die Hilfstafel zwischen der Höhenskala und der grösseren Tafel. Wir fahren auf der Isobare 472 hinunter bis zur punktierten Linie dieser Tafel, wir legen durch den Treffpunkt eine Linie parallel den schrägen Linien der Hilfstafel und gehen auf dieser Linie bis zu derjenigen horizontalen Linie, welche durch die Zahl 11, das Gewicht des gesamten Wassers, charakterisiert ist, und welche wir leicht zwischen die gezeichneten Horizontalen 10 und 15 interpolieren. Sobald wir diese Linie erreicht haben, lesen wir den Druck $p = 463$ mm ab und kehren zur grossen Tafel zurück. Bei dem gefundenen Drucke ist der Gefrierungsprozess beendigt, die Höhenschicht, innerhalb deren er stattfand, hat eine Dicke von nahezu 150 m. Auffallen muss es, dass den punktierten Linien zufolge die Menge des dampfförmigen Wassers während des Gefrierungsprozesses wieder ein wenig zugenommen hat. Dies ist indes ganz richtig, es hat ja das Volum zugenommen, ohne dass die Temperatur gesunken wäre. Mit dem Drucke 463 mm verlassen wir die Temperatur 0°. Das Wasser, welches jetzt noch niedergeschlagen wird, geht unmittelbar in den festen Zustand über. Da bald nicht mehr viel Wasser dampfförmig ist, so beginnt die Temperatur wieder mit der Höhe schneller zu sinken. Wir erfahren die verschiedenen Zustände, indem wir uns derjenigen der Linie γ anvertrauen, welche durch den Punkt 463 auf der Isotherme 0° gelegt werden kann. Die Temperatur —20°, bis zu welcher unsere Tafel benutzbar ist, wird erreicht in der Höhe 7200 m und bei dem Drucke 305 mm; nur 2 Gramm Wasser finden sich jetzt noch luftförmig im Kilogramm, die übrigen 9 sind kondensiert. Interessiert es uns, zu wissen, wie sich die Dichte in diesem Zustand zur Dichte im Anfangszustand verhält, so legen wir durch die entsprechenden Punkte zwei Parallelen zur Linie δ. Dieselben treffen die Isotherme 0° bei den Drucken 330 und 680. Wie diese Drucke, d. h. wie 33 : 68, so verhalten sich die Dichten zu einander und wie 33 und 68 zu 76, so verhalten sie sich zur Dichte der Luft im Normalzustande von 0° und 760 mm Druck.

Alle diese Angaben sind direkt aus der Tafel abgelesen. Fehler, die stören könnten, finden sich wohl nur in den Höhenangaben. Diese beziehen sich nämlich genau genommen auf das Aufsteigen in einer Atmosphäre von der überall gleichen Temperatur 0°. Meist aber wird anzunehmen sein, dass die Temperatur der Atmosphäre überall die gleiche sei, wie die der aufsteigenden Luftmasse. Mit einem Minimum von Rechnung kann man die hieraus entspringenden Fehler bedeutend reduzieren. So fanden wir den Punkt beginnenden Niederschlages bei dem Drucke 640 mm. Diesem entspricht die Höhe 1270 m nur dann, wenn die Temperatur 0° ist. In unserm Fall aber lag sie zwischen 27° und 13°, also im Mittel bei 20°. Bei dieser Temperatur muss die Höhe um $\frac{20}{273}$ oder $\frac{1}{14}$ grösser sein, da die Dichtigkeit der Luft um den gleichen Bruchteil kleiner ist, als bei 0°, die Höhe beträgt also in Wirklichkeit zwischen 1350 und 1400 m.

Wir müssen das Beispiel noch durch die Erwähnung besonderer Fälle ergänzen:

1. Wir nahmen an, dass während des Gefrierstadiums noch die ganze ursprüngliche Wassermenge von 11 Gramm in der Luft enthalten gewesen sei. Dies wird nun allerdings nur bei sehr schnellem Aufsteigen zutreffend sein, in anderen Fällen wird vielleicht der grösste Teil des kondensierten Wassers als Regen herausgefallen sein, und also nur ein Bruchteil desselben zum Gefrieren gelangen. Hat man eine

Schatzung, wie gross dieser Bruchteil ist, so gestattet die Tafel immer noch die Entnahme der richtigen Verhaltnisse Hatte man in unserem Beispiel Grund zu der Annahme, die Halfte des bis 0° kondensierten Wassers sei entfernt worden, so waren bei Erreichung der Isotherme 0° nur noch 8·5 Gramm Wasser im Kilogramm Luft vorhanden gewesen. Wir waren alsdann bei der Benutzung der Hilfstafel nicht bis zur Horizontalen 11, sondern nur bis zur Horizontalen 8 5 herabgegangen und hatten die Temperatur 0° schon bei 466 mm Druck verlassen, dies ware der einzige Unterschied gewesen

2 Hatten wir nicht 50 Proz, sondern 10 Proz relativer Feuchtigkeit in unserm Beispiel angenommen, so hatten wir die Linie α benutzen konnen bis zur punktierten Linie 2 2. Dieser Schnittpunkt findet sich bei 455 mm und — 13 6°, also bedeutend unter Null Es ware also zu einer Bildung flussigen Wassers gar nicht gekommen, und also auch nicht zu dem Stadium der Hagelbildung, sondern nur zu einer Sublimation des Wassers aus dem dampfformigen in den festen Zustand Wir waren von dem Schnittpunkte mit der Linie 2 2 aus unmittelbar derjenigen Linie des Systems γ gefolgt, welche sich durch diesen Schnittpunkt hatte legen lassen Die Frage ist nicht uninteressant Welchen Taupunkt durfte unser Gemenge in seinem Anfangszustand von Druck und Temperatur hochstens besitzen, wenn die Kondensation flussigen Wassers, d. h die Kondensation oberhalb 0° eben vermieden sein sollte? Um sie zu beantworten, verfolgen wir die Linie α bis zur Isotherme 0° und finden hier die punktierte Linie 5·25 Wir hatten also hochstens 5·25 Gramm Wasser im Kilogramm Luft haben dürfen Um nun zu erfahren, bei welcher Temperatur die Luft beim Druck 750 mm alsdann gesattigt gewesen ware, gleiten wir auf der Linie 5·25 hinauf bis zur Isobare 750 mm und treffen dieselbe bei der Temperatur 4 8° und dies ist der gesuchte Maximalwert des Taupunktes"

IV. Der nächtliche Temperaturgang und der Strahlungskoëffizient der atmosphärischen Luft.

Der Temperaturgang wahrend des Tages ist wegen der tumultuosen Vorgange, welche die Erwarmung des Bodens in den unteren Luftschichten hervorbringt, selbst fur ganz heitere Tage einer mathematisch-physikalischen Behandlung kaum zuganglich Der nachtliche Warmegang hingegen, welcher durch die Abkuhlung der unteren Luftschichten infolge der Warmeausstrahlung entsteht, verlauft viel einfacher und regelmassiger, weil die erkaltete schwere Luft am Boden ruhen bleibt und auch auf die horizontalen Luftstromungen in hohem Grade dampfend einwirkt Die am Boden ruhenden, der nachtlichen Warmeausstrahlung unterliegenden Luftschichten folgen bei ihrer Abkühlung den Gesetzen der Warmestrahlung und ihre Temperaturanderungen sind deshalb ein ziemlich einfaches physikalisches Problem, bei dessen Behandlung man auch Auskunfte uber die Grosse des Strahlungskoeffizienten der Luft erwarten darf, wie J. Maurer und W Trabert gezeigt haben

Die Abkuhlung eines Korpers durch Warmeausstrahlung gegen eine Umhullung von konstanter Temperatur erfolgt zuerst rasch, dann immer langsamer, in einer geometrischen Progression nach dem Argument der Zeit Die Temperatur sinkt nach Sonnenuntergang sehr rasch, dann immer langsamer bis zum Sonnenaufgang.

Schon Lambert hat den nächtlichen Wärmegang als eine Exponentialfunktion der Zeit x, dargestellt in der Form[1]):

$$t = t_0 + Ab^x.$$

Dieser Ausdruck, in welchem A und b konstante Grössen sind, stellt in der That den nächtlichen Temperaturgang vortrefflich dar, wie Weilenmann und Angot an den Beobachtungen gezeigt haben.[2])

Indem Weilenmann den nächtlichen Wärmegang durch die Lambertsche Gleichung für Bern, Hobarton, Batavia, Prag, S. Bernhard, Petersburg, Toronto und Genf berechnete[3]), gelangte er zu dem sehr interessanten Resultate, dass die Grösse b in der Lambertschen Gleichung für alle Orte konstant ist.

Er fand:

	Bern	Hobarton	Batavia	Prag	S. Bernhard	Petersburg	Toronto	Genf	Mittel
b =	0·86	0·86	0·88	0·87	0·86	0·87	0·87	0·87	0·867

Dadurch erhält die Lambertsche Gleichung eine ganz besondere Bedeutung für die Physik der Atmosphäre.

Angot hat dieselbe noch erhöht, indem er die Konstante b nach den Beobtungen des nächtlichen Wärmeganges an ganz heiteren und ganz trüben Tagen zu Paris (Parc S. Maur) in allen Monaten berechnet hat. Er fand im Mittel für die ganz heiteren Tage b = 0·87, für die ganz trüben = 0·86, also auch identisch für diese entgegengesetzten Witterungszustände und Strahlungsverhältnisse. Als verlässlichsten Mittelwert nimmt Angot 0·869 und der nächtliche Wärmegang wird daher repräsentiert durch die Gleichung:

$$t = t_0 + A \times 0.869^x,$$

x in Stunden nach Sonnenuntergang ausgedrückt (x = 0 für Sonnenuntergang). Auf diese Weise erhielt Angot folgenden nächtlichen Wärmegang für Paris.

Konstanten des Temperaturganges zu Paris von Sonnenuntergang bis Sonnenaufgang.

	Januar	Februar	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Septbr.	Oktober	Novemb.	Dezemb.
	Heitere Nächte.											
t_0	−5·9	−3·9	−2·1	0·1	3·1	7·6	9·1	9·0	6·5	0·1	−2·3	−3·5
A	7·5	8·5	10·4	11·1	11·3	10·7	10·9	10·7	9·3	9·2	8·0	5·2
	Trübe Nächte.											
t_0	0·6	2·9	4·7	5·9	8·7	10·9	12·9	14·3	12·2	8·8	5·5	2·6
A	2·2	2·4	3·2	4·2	4·4	4·2	3·9	3·1	3·1	2·7	2·5	1·9

Die Summe $t_0 + A$ repräsentiert die Temperatur bei Sonnenuntergang, t_0 ist die Temperatur, welche für $x = \infty$ (bei einer unendlich langen Dauer der Ausstrahlung) erreicht werden würde, A endlich repräsentiert die Erkaltungsgeschwindigkeit, denn die Gleichung des Wärmeganges giebt:

[1]) Lambert, Pyrometrie. Berlin 1779.

[2]) A. Weilenmann, Über den täglichen Gang der Temperatur in Bern. Schweiz. Meteorologische Beobachtungen. IX. Jahrg. 1872. — A. Angot, Influence de la nébulosité sur la variation diurne de la temperature de Paris. Annales du Bureau Central 1888. V. Memoires.

[3]) A. Weilenmann hat aber nicht die Lambertsche Form der nächtlichen Temperaturkurve als gegeben angenommen, sondern eine selbständige mathematische Untersuchung des nächtlichen Wärmeganges angestellt, welche schliesslich auch auf die Lambertsche Form derselben geführt hat.

$$\frac{dt}{dx} = A \times 0\,869^x \log 0\,869 = -0\,1405\,A \times 0\,869^x$$

Die Erkaltungsgeschwindigkeiten sind für gleiche Zeiten nach Sonnenuntergang in den verschiedenen Monaten den entsprechenden Werten von A proportional Dieselben sind demnach in heiteren Nächten ca dreimal grösser als in trüben und erreichen im Jahreslaufe ihren Maximalwert im Frühling.[1])

Der Konstanten b hat Weilenmann eine andere physikalische Bedeutung beigelegt, als seine Nachfolger in der Untersuchung des nächtlichen Wärmeganges Maurer und Trabert [2]) Nach Weilenmann hat b die Bedeutung $b = e^{-0\,382\,h}$, wo h das Absorptionsvermögen der Wärmestrahlung der Luft gegen die Erde und umgekehrt darstellt „Da nun b für jeden Ort und jede Jahreszeit sich als konstant erwiesen hat und zwar gleich 0 867, so ist auch $h = 0\,375$ konstant, und gleich dem Emissionsvermögen des Erdbodens“

Maurer aber zeigt, dass der erkaltete Erdboden durch Wärmeleitung nur die allerunterste Luftschicht beeinflussen kann[3]), etwa bis zu einer Höhe von 3 m. Für alle oberhalb gelegenen Luftmassen ist der Verlauf der Temperatur während der Nachtstunden bloss von der atmosphärischen Strahlung abhängig

Unter dieser Voraussetzung wird die Temperaturabnahme durch Wärmeausstrahlung irgend eines Volumelementes (Volumeinheit) der unteren Luftschicht durch die Relation ausgedrückt werden können

$$-\varrho c dt = \sigma'(t - t_0)\,dx$$

insofern man sich den Einfluss der Strahlung der Atmosphäre, sowie auch insbesondere jene von Seite der erkalteten Erdoberfläche her, auf die betrachtete Luftschicht durch den Einfluss einer einzigen Hülle ersetzt denkt, deren (konstante) Temperatur zu t_0 angenommen wird, σ wäre dann der Strahlungskoeffizient der Volumeinheit (d i die Wärmemenge, welche bei der Temperaturdifferenz Eins in der Zeiteinheit, hier die Stunde, ausgestrahlt wird) Die Grösse der Erkaltung des Volumelementes ist von der spezifischen Wärme c (bei konstantem Druck) desselben und von dessen Dichte (weil der Masse desselben) abhängig, also gleich $\varrho c dt$

Man kann aber auch, wie Trabert hervorhebt, wohl mit mehr Recht die Strahlung nicht von dem Volumen, sondern von der Masse sich abhängig denken, also von der Menge der strahlenden Teilchen, und den Strahlungskoeffizienten der Masseneinheit σ in die Gleichung einführen, die dann lautet

$$-c dt = \sigma(t - t_0)\,dx$$

Erweist sich aus den Beobachtungen der Strahlungskoeffizient von der Dichte der Luft unabhängig, erhält man aus den Beobachtungen auf Berggipfeln die gleichen Werte desselben, wie aus jenen an Stationen der Niederung, so ist die Annahme von Trabert als richtig anzunehmen Es ist dann $\sigma = \varrho\sigma'$ Die Beobachtungen bestätigen, wie sich ergeben wird, diese Annahme als zutreffend. Wir erhalten so-

---

[1]) Den Einfluss einer Schneedecke hat Angot aus den Beobachtungen während klarer Nächte des Dezember 1879 abgeleitet Er fand für den nächtlichen Wärmegang derselben die Gleichung

$$t = -15\,5 + 9\,2 \times 0\,869^x$$

A ist fast zweimal grösser als im Mittel des Dezember und fast fünfmal grösser als an trüben Dezembertagen

[2]) J. Maurer, Über die theoretische Darstellung des Temperaturganges während der Nachtstunden und die Grösse der von der Atmosphäre ausgestrahlten Wärmemenge Annalen der Schweiz Meteorologischen Centralanstalt XXII Jahrgang 1885 Nr. 5 — W. Trabert, Der tägliche Gang der Temperatur und des Sonnenscheins auf dem Sonnblickgipfel Denkschriften der Wiener Akad B LIX Wien 1892

[3]) Siehe S 81 Anmerkung

mit, wenn nach Trabert σ für die Masseneinheit genommen wird, $-\,cdt$ also die Abkühlung der Masseneinheit darstellt, die Gleichung:

$$-\,c\,dt = \sigma\,(t - t_0)\,dx,$$

somit
$$t - t_0 = A\,e^{-\frac{\sigma}{c}x} = A\,b^x$$

wenn wir $b = e^{-\frac{\sigma}{c}}$ setzen, um die Lambertsche Form der Gleichung zu erhalten. Die physikalische Bedeutung von b ist nun klar, es ist lognat. $b = -\frac{\sigma}{c} =$ Konstante für ein bestimmtes Gas, also für die atmosphärische Luft in unserem Falle. Die vorhin angeführten Werte von b nach Weilenmann und Angot haben ergeben, dass in der That b für alle Orte, sowie auch bei heiterem, wie bei trübem Himmel den gleichen Wert hat. Trabert hat die Rechnungen von Weilenmann und Angot noch weiter fortgeführt und die Grösse b für 42 Stationen der verschiedensten Lage und von mittleren Temperaturen zwischen -6^0 und 26^0 berechnet.[1]) Es zeigt sich log b von der Temperatur unabhängig und ebenso von der Dichte der Luft, da die Werte von b für den Sonnblick, Säntis, S. Bernhard dieselben sind wie z. B. für Calcutta, Bombay und Batavia ($\log b = -0{\cdot}063$ und $-0{\cdot}063$).

Trabert schliesst daraus, erstens dass der Strahlungskoëffizient der Masseneinheit konstant sei (nicht aber jener der Volumeinheit des Gases) und zweitens, dass die Strahlung der Masseneinheit der absoluten Temperatur einfach proportional ist.[2]) Unter den atmosphärischen Bedingungen dürfen wir diesen Satz als erwiesen betrachten.

Wir können nun den Strahlungskoeffizienten der Luft berechnen aus dem Mittelwert von b. Es ist:

$$\log b = \log e\,\frac{\sigma}{c}, \qquad \log e = 0{\cdot}4343, \qquad c = 0{\cdot}238,$$

somit erhalten wir für Luft

$$\log b = -1{\cdot}827\,c \qquad \text{oder} \qquad \sigma = -0{\cdot}547 \log b.$$

Nun ist $\log b = -0{\cdot}066$ im Mittel der 42 Stationen, somit $\sigma = 0{\cdot}0361$ Kalorien.

Die Masseneinheit Luft strahlt demnach in der Stunde 0·036 Kalorien aus gegen eine Fläche von einer um 1^0 niedrigeren Temperatur. Für einen Kubikcentimeter Luft bei 0^0 und 760 mm Druck giebt dies eine Ausstrahlung von $0{\cdot}466 \times 10^{-4}$, Maurer hatte hierfür $0{\cdot}418 \times 10^{-4}$ gefunden.

Die Strahlung von 1 Gramm Luft von der Temperatur von 0^0 gegen eine Fläche von der absoluten Temperatur Null pro Stunde ergiebt sich daraus zu 9·83 Kalorien.

Es können noch Zweifel darüber bestehen, ob der von Maurer und Trabert ermittelte Wert von σ den wirklichen Strahlungskoëffizienten der atmosphärischen Luft vorstellt, die Rechnungsergebnisse selbst bleiben davon unberührt. Die Versuche, den Strahlungskoëffizienten direkt durch Experimente zu messen, lieferten einen etwas grösseren Wert für σ.[3])

---

[1]) Trabert, Die Wärmestrahlung der atmosphärischen Luft. Met. Z. XXVII. 1892. S. 41.

[2]) Nicht eine Funktion der Temperatur selbst, wie die Strahlung der Oberfläche der festen Körper, welche nach Stefan der vierten Potenz der absoluten Temperatur proportional ist.

[3]) Man s. darüber Hutchinson, Cleveland Abbe und Trabert in Met. Z. B. XXVII. 1892. S. 258 bis 266, ferner Frank Very, Atmospheric Radiation. W. B. Bull. G. Washington 1900. Met. Z. 1901. S. 223.

Aus dem von Maurer gefundenen Wert der Ausstrahlung berechnet Cleveland Abbé eine Abkühlung der Luftmassen durch Strahlung von 2·88° C pro Tag (bei einem Temperaturgefälle von 1°). Soll diese durch eine herabsinkende Bewegung kompensiert werden, so muss dieselbe 294 m pro Tag betragen. Die adiabatische Erwärmung hebt dann gerade die Erkaltung durch Strahlung auf.

Eine Folgerung aus dem nächtlichen Temperaturgang auf dem Sonnblickgipfel lässt sich hier passend anschliessen.

Während in den Niederungen die heiteren Tage nur im Sommerhalbjahr mit einer höheren Temperatur schliessen, als sie anfangen, im Winter aber mit einer niedrigeren, schliessen auf dem Sonnblick die heiteren Tage das ganze Jahr hindurch mit einer höheren Temperatur, als ihrer Anfangstemperatur. Es ist schon früher erörtert worden, dass dies seine Ursache in der niedersinkenden Bewegung der Luft auf den Berggipfeln während heiterer Tage hat, die Luft wird dabei dynamisch erwärmt.

Trabert berechnet die Geschwindigkeit der niedersinkenden Bewegung der Luft aus dem Temperaturüberschuss, welchen das Ende der heiteren Tage auf dem Sonnblick gegen deren Beginn aufweist. In etwas anderer Form lässt sich diese Rechnung so führen.

Im Jahresmittel ist auf dem Sonnblick die Temperatur zu Beginn der heiteren Tage um Mitternacht — 1·11°, am Ende derselben wieder um Mitternacht + 0·18. Die Temperaturzunahme beträgt somit rund 1·3°, oder die Wärmezufuhr für 1 kg Luft 0·310, also der stündliche Wärmegewinn 0·013 Kalorien.

Wenn die mittlere Wärmeabnahme mit der Höhe pro Längeneinheit mit β bezeichnet wird, so ist der Unterschied des Wärmegehaltes eines Kilogramms Luft in einem um dh höheren Niveau, in dem die Luft vor einer Stunde sich noch befand, gegen jene auf dem Gipfel (wenn c die spezifische Wärme der Luft) $c\beta\, dh$. Sinkt die Luft um dh herab, so beträgt die Temperaturzunahme bekanntlich $\frac{A}{c}\, dh$, die Wärmezunahme also $A\, dh$. Die herabsinkende Luft wird daher auf dem Gipfel mit einem Wärmezuwachs von $A\, dh - c\beta\, dh = (A - c\beta)\, dh$ ankommen. Die Beobachtungen ergaben denselben zu 0·013 Kalorien, $\beta = 0·0049$, somit erhält man

$$dh = \frac{0·013}{A - c\beta} = 10·9 \text{ m}$$

Wenn also die Luft stündlich um 10·9 m oder pro Sekunde um 0·003 m herabsinkt, so genügt dies, den Temperaturüberschuss am Ende der heiteren Tage zu erklären, soweit auf die Wärmeausstrahlung keine Rücksicht genommen wird. Dieselbe erfordert natürlich ein rascheres Herabsinken, um den beobachteten Temperatureffekt zu erklären.

V. Die vertikale Verteilung des Luftdruckes in ihrer Abhängigkeit von Temperatur und Feuchtigkeit.

1. Ableitung der einfachsten Sätze. Bei einer Erhebung um die kleine Höhendifferenz dh, in welcher die Dichte der Luft ϱ ist, ändert sich der absolute Druck um dp und es besteht die Relation:

$$-\, dp = \varrho\, dh, \qquad \varrho = \frac{p}{RT},$$

$$-dp = \frac{p}{RT}dh; \qquad -\frac{dp}{p} = \frac{dh}{RT},$$

$$\log_n p = \log_n p_0 - \frac{h}{RT}, \qquad \text{oder} \qquad p = p_0 e^{-\frac{h}{RT}}$$

wenn für T ein konstanter Wert angenommen wird für das ganze Höhenintervall h.

Diese Gleichung bildet den Ausgangspunkt zur Beantwortung verschiedener Fragen, welche in der Meteorologie beantwortet werden müssen.

1. Beziehungen zwischen den Luftdruckänderungen am Fusse und auf dem Gipfel eines Berges von der relativen Höhe h bei gleichzeitigen Änderungen der Temperatur in der Luftschicht h.

Es werden im nachfolgenden statt der absoluten Drucke p_0 und p die entsprechenden Barometerstände B und b eingesetzt, was hier ohne weiteres zulässig erscheint.

Aus
$$\log_n b = \log_n B - \frac{h}{RT}$$
folgt das totale Differenziale (h konstant):

$$\frac{db}{b} = \frac{dB}{B} + \frac{hR}{R^2T^2}dt,$$

$$db = dB\left(\frac{b}{B}\right) + \frac{bh}{RT^2}dt.$$

Das erste Glied sagt, dass die Druckänderungen von unten nach oben im Verhältnis des Barometerstandes abnehmen, das zweite giebt den Einfluss der Temperaturänderung der Luftschicht auf den Barometerstand in der Höhe an.

Z. B.: Wie gross und in welchem Sinne müsste die Temperaturänderung in der Luftschicht zwischen Sonnblickgipfel (3106 m) und dem Meeresniveau sein, damit ein Steigen des Barometers unten um 10 mm ($dB = +10$ mm) den Luftdruck oben unbeeinflusst lässt?

$b = 520$ mm, $h = 3106$, $R = 29{\cdot}3$, $T = 273^0$ gesetzt, giebt:

$$\frac{bh}{RT^2}dt = 0{\cdot}74\,dt.$$

Ändert sich die mittlere Temperatur der Luftschicht unterhalb des Sonnblickgipfels um 1^0, so ändert sich oben der Luftdruck im gleichen Sinne um 0·74 mm.

Setzen wir nun $dB = 10$ mm, B etwa gleich $762 + 10\text{ mm} = 772$, so muss, wenn $db = 0$ sein soll:

$$0 = 10\frac{520}{772} + 0{\cdot}74\,dt,$$

dt somit $= -9{\cdot}1^0$ sein.

Wenn also im Winter ein Steigen des Barometers um 10 mm mit einer Temperaturdepression von -9^0 verbunden ist, so bleibt der Luftdruck auf dem Sonnblickgipfel dabei ungeändert. Bei konstanter Temperatur aber wäre der Luftdruck oben um 6·7 mm gestiegen.

Der Einfluss, welchen die Temperaturänderungen auch bei konstantem Luftdruck auf die Barometerstände auf Berggipfeln haben müssen, ist merkwürdigerweise selbst von Meteorologen zuweilen unbeachtet geblieben und hat dann zu eigentümlichen Vorstellungen und Erklärungen Veranlassung gegeben. Die obige Gleichung beantwortet in einfacher Weise alle darauf bezüglichen Fragen.

2. Das Barometer als Thermometer. Die Gleichung lässt noch eine andere Anwendung zu, auf deren praktische Wichtigkeit ich schon mehrmals aufmerksam gemacht habe. Werden auf einem hoheren Berggipfel und an dessen Fusse gleichzeitig Barometerstände aufgezeichnet, so gestatten diese Daten die **Änderungen** der mittleren Lufttemperatur (genauer des spezifischen Gewichtes derselben mit Einschluss des Wasserdampfgehaltes, s. später) in der Luftschicht dazwischen viel genauer zu berechnen, als es durch eine direkte Messung mittelst Thermometer möglich wäre, deren Angaben ja den Einflüssen der Strahlung unterliegen und die auch nicht in so kurzen vertikalen Abständen aufgestellt werden können, um eine richtige Mitteltemperatur der ganzen Luftschicht zu liefern. Die konstanten Barometerfehler haben keinen Einfluss auf das Resultat, die Höhe h braucht nicht mit aller Genauigkeit bekannt zu sein, T muss allerdings genähert richtig von Fall zu Fall nach Temperaturablesungen oben und unten eingesetzt werden. Die wichtige Frage, ob die Jahresmittel der mittleren Lufttemperatur in den Tropen mit der Sonnenfleckenperiode variieren, wäre auf diesem Wege am sichersten zu beantworten. Man könnte die Änderungen der wahren mittleren Temperatur und des Wasserdampfgehaltes der Luft[1]) in einer Schicht von $2^1/_2$ km etwa von Jahr zu Jahr durch Barometerablesungen z. B. auf dem Dodabetta Pik in Südindien sehr genau berechnen.

Aus der obigen Gleichung folgt

$$dt = \frac{RT^2}{bh}\left[db - dB\left(\frac{b}{B}\right)\right] = \frac{RT^2}{h}\left(\frac{db}{b} - \frac{dB}{B}\right)$$

Der erstere Ausdruck ist für die numerische Rechnung bequemer.

Setzt man für den Dodabetta Pik nach den Beobachtungen auf demselben $b = 560.8$, $t = 11.8°$, Temperatur im Meeresniveau 26°, also mittlere Temperatur 19°, $h = 2633$ m, $T = 282°$, so wird[2])

$$\frac{RT^2}{bh} = 1.81°, \qquad \text{also } dt = 1.81\left(db - dB\frac{b}{B}\right)$$

Zieht man von der beobachteten Druckänderung oben die auf den Barometerstand b reduzierte Luftdruckänderung unten ab, so giebt der Rest, multipliziert mit 1.81, die Temperatur- (und Feuchtigkeits-)Änderung in der darunter liegenden Luftschicht von 2.6 km Mächtigkeit an. Diese Methode der Berechnung ist daher recht empfindlich. Je grösser die Seehöhe, um so mehr natürlich.

Ist $dB = 0$, so ist $dt = 1.81\,db$, oder $dt = 0.55\,db$.

3. Berechnung des Gefälles der Flächen gleichen Druckes in einer bestimmten Höhe zwischen ungleich erwärmten Breitegraden. Man kann sich die Aufgabe stellen zu berechnen, welches Druckgefälle in der Höhe von 4300 m zwischen dem Äquator und 39° nördl. Br. im Januar nur eine Folge der ungleichen Temperatur der Luftschichten bis zu dieser Höhe sein mag. Diese Höhe ist gewählt, weil sich das Rechnungsergebnis mit Beobachtungsergebnissen in ziemlich gleicher Höhe vergleichen lässt.

Setzen wir die Temperatur vorerst überall konstant gleich jener des Gefrier-

---

[1]) Das ist ein besonderer Vorteil, weil die Sonnenwärme zum Teil auch zur Verdunstung des Wassers aufgewendet wird und somit auch dieser Teil der Sonnenwirkung in dem Rechnungsergebnis zum Vorschein kommt.

[2]) Um bei höheren Temperaturen auch der Luftfeuchtigkeit genähert Rechnung zu tragen, welche mit der Temperatur zunimmt, und das spezifische Gewicht derselben vermindert, wie die zunehmende Temperatur, so erhöht man (siehe später) den Ausdehnungskoëffizienten der Luft ein wenig. Wir wollen statt 0.00367 setzen 0.0038. Dann wird $T_0 = 263°$ (daher oben 282°) und $R = p_0 : s_0 T_0 = 30.4$.

Von dieser Annahme wird auch später Gebrauch gemacht werden. Bei Temperaturen von 0° und darunter rechnet man besser mit $T_0 = 273$ und $R = 29.3$.

Ein Fehler von 1° in der Annahme von T in obiger Rechnung beeinflusst die Faktoren von db und dt nur um ein halbes Hundertel Millimeter oder um 1 Hundertel Grad, bleibt also ohne schädlichen Einfluss auf das Resultat.

punktes und den Luftdruck am Äquator und in 39° nördl. Br. im Meeresniveau gleich 760 mm, in 4300 m also gleich 444 mm rund.

Dann lassen wir die Temperatur am Äquator in der ganzen 4·3 km mächtigen Schicht auf 15·5° steigen (Mittel aus 26·0° unten und 5° oben nach Beobachtungen am Antisana in 4060 m), unter 39° Breite aber auf — 7·2° sinken (unten 2·0°, oben — 16·3° (nach Beobachtungen auf Pikes Peak in 4308 m). Unten bleibe der Druck konstant 760 mm. Dann giebt die Gleichung $db = (bh : RT^2)\,dt$ folgendes:

$$\left.\begin{aligned} db &= 0{\cdot}81\,dt \text{ für den Äquator} \\ db &= 0{\cdot}96\,dt \text{ für } 39^0 \text{ nördl. Br.} \end{aligned}\right\} \text{ im Januar.}$$

Der Luftdruck steigt am Äquator in 4300 m um $0{\cdot}81 \times 15{\cdot}5 = 12{\cdot}6$ mm, er sinkt unter 39° nördl. Br. um $0{\cdot}96 \times -7{\cdot}2 = -6{\cdot}9$ mm. Luftdruck am Äquator in 4300 m somit 456·6 mm, unter 39° nördl. Br. aber 437·1 mm; Druckgefälle somit 19·5 mm.

Der beobachtete Druck ist: am Äquator (nach Antisana 4060 m berechnet) 456·3 mm (mit Schwerekorrektion), unter 39° nördl. Br. (beobachtet auf Pikes Peak) 444·0, Druckgefälle nach der Beobachtung somit nur 12·3 mm.

Eine Ursache dieser Differenz ist darin zu suchen, dass durch das Abfliessen der Luft in der Höhe vom Äquator infolge des entstandenen Druckgefälles der Luftdruck sinkt, unter 39° aber steigt, und zwar um etwa 8 mm (Luftdruck im Meeresniveau unter 39° N., Länge von Pikes Pik, 768 mm ca.).

Es wäre aber zu erwarten gewesen, dass das bloss aus den Temperaturunterschieden berechnete Druckgefälle zwischen Äquator und 39° nördl. Br. erheblich kleiner ausfällt als das beobachtete, da in dem letzteren auch die Wirkung der Zentrifugalkraft der durch dieses Druckgefälle hervorgerufenen Westwinde zum Vorschein kommen muss.

4. Einfluss des Wasserdampfgehaltes der Luft auf die Hebung der Flächen gleichen Druckes in der Höhe.

Das spezifische Gewicht der Luft ist mit Rücksicht auf den Dampfdruck e:

$$s = \frac{s_0}{1+\alpha t} \cdot \frac{b}{760} \cdot \frac{1}{\left(1 + 0{\cdot}378\,\frac{e}{b}\right)} = \left(\frac{s_0 T_0}{p_0}\right) \frac{p}{T} \cdot \frac{1}{\left(1 + \beta\frac{e}{b}\right)},$$

somit:

$$\log_n b = \log_n B - \frac{h}{RT\left(1+\beta\,\frac{e}{b}\right)};$$

setzen wir $\left(1 + \beta\frac{e}{b}\right) = f(e)$ und differenzieren nach e:

$$\frac{db}{b} = \frac{h\,RT\,d\,f(e)}{R^2T^2 f(e)^2} \qquad df(e) = \beta\left(\frac{b\,de - e\,db}{b^2}\right) = \beta\frac{de}{b},$$

somit, da $f(e)^2$ hinlänglich genau $= 1$ gesetzt werden kann:

$$\frac{db}{b} = \frac{\beta h}{RT}\,\frac{de}{b} \qquad \text{oder} \qquad db = \frac{\beta h}{RT}\,de = 0{\cdot}0047\,h\,de,$$

wenn h in Hektometern ausgedrückt wird ($R = 29{\cdot}3$, $T = 273$), de ist natürlich die mittlere Änderung des Dampfdruckes in der ganzen Luftschicht h.

Für den Sonnblick (h = 31 Hektometer) erhält man:

$$db = 0{\cdot}146\,de.$$

Ändert sich der Dampfdruck um 1 mm in der ganzen Schicht, was selten der Fall sein dürfte, so steigt der Druck auf dem Sonnblick um anderthalb Zehntel Millimeter. Da eine Änderung der Temperatur um 1^0 den Luftdruck um 0.74 mm ändert, so ist der Einfluss der Feuchtigkeit pro Millimeter Dampfdruck fünfmal kleiner.

5. Berechnung des jährlichen Ganges des Barometers auf einem Berggipfel, wenn der jährliche Gang am Fusse desselben durch Beobachtungen bekannt ist und oben wie unten korrespondierende Temperaturmessungen vorliegen.

Die Lösung dieser speziellen Aufgabe zeigt die Vorteile der Darstellung des jährlichen Ganges der meteorologischen Elemente durch trigonometrische Funktionen, weshalb sie zur weiteren Demonstration der Verwendbarkeit der vorhin abgeleiteten einfachen Relationen zwischen Druck und Temperatur in verschiedenen Niveaus gewählt wurde. Als Grundlagen für eine solche Rechnung mögen die Beobachtungsergebnisse (Dezember 1883 bis Dezember 1887) der meteorologischen Station auf dem Gipfel des Ben Nevis (1343 m) und an dessen Fusse zu Ft. William in 12 m Höhe gewählt werden.

	Breite	Länge	Höhe	Mittlerer Luftdruck	Temperatur
Ft William	56° 48′	5° 5′ W	12.0	758.5	−0.8
Ben Nevis	56° 49′	5° 7′ W	1343.0	642.6	8.0

Beobachteter Luftdruck und Temperatur

	Januar	Febr	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Sept	Oktob	Nov	Dez	Jahr
						Luftdruck.							
Ft Willm	54.4	57.7	59.9	58.7	58.7	62.8	59.8	59.8	58.0	58.6	57.3	56.2	758.5
Ben Nevis	37.7	40.5	42.4	42.1	43.0	48.1	45.9	45.9	43.6	42.7	41.2	39.5	642.6
			Beobachtete mittlere Temperatur ½ (Ft William + Ben Nevis)										
Mittel	−0.5	−0.4	−0.2	1.9	4.2	8.2	9.4	9.1	6.9	3.5	1.5	−0.6	3.6

Die Luftdruckvariation auf dem Ben Nevis resultiert aus den allgemeinen Variationen der Druckschwankung mit Rücksicht auf die Seehöhe, ist also gleich jener an dessen Fusse mit verminderter Amplitude (im Verhältnis von 642.6 : 758.5) aber gleichen Phasenzeiten. Dazu kommt aber noch die Wirkung der Temperaturvariation in der unterhalb liegenden Luftschicht von 1331 m Mächtigkeit, welche oben eine Luftdruckvariation erzeugt, die ich die „thermische Druckschwankung“ nennen will, und welche sich zu der allgemeinen Luftdruckschwankung hinzuaddiert.

Drückt man die jährliche Luftdruckvariation zu Ft William durch Sinusreihen aus, nach der am Eingange dieses Abschnittes entwickelten einfachen Methode, und thut dasselbe auch in Betreff der Temperaturschwankung in der Luftschicht zwischen Ft William und Ben Nevis, so erhält man die folgenden Konstanten der Sinusreihen in den zwei bekannten Formen, von welchen die erstere allein zur weiteren Rechnung geeignet ist.

Koeffizienten und Winkelkonstanten

	p_1	q_1	p_2	q_2	A_1	A_2	a_1	a_2
Luftdruck Ft William (mm)	−2.06	+0.86	−0.29	+0.03	292.7	275.8	2.23	0.29
Temperatur der Luftschicht (Cel.)	−5.12	−0.98	+0.91	+0.31	259.2	71.4	5.21	0.96

Wir erhalten die Gleichung für die Luftdruckschwankung auf dem Ben Nevis, wenn wir erstens die Koëffizienten p_1, q_1 und p_2, q_2 etc. der Druckschwankung unten im Verhältnis des Luftdruckes oben, also $642 \cdot 6 : 758 \cdot 5 = 0 \cdot 847$, verkleinern und zweitens die Gleichung des jährlichen Ganges der mittleren Lufttemperatur auf jene der thermischen Druckschwankung oben reduzieren und dann die derart reduzierten Koëffizienten addieren. Auf solche Weise addieren wir zur allgemeinen Druckschwankung oben die thermische Druckschwankung, die Summe der beiden muss der wirklich beobachteten Druckschwankung gleichkommen. Die Verwandlung der Gleichung der jährlichen Temperaturvariation in jene der Druckvariation erfolgt mit Rücksicht auf die Relation $db = (bh : RT^2) dt$ durch den Faktor $bh : RT^2 = (642 \cdot 6 \times 1331) : (30 \cdot 2 \times 266 \cdot 62) = 0 \cdot 396$.

	p_1	q_1	p_2	q_2
Luftdruckvariation Ft. William reduziert auf Ben Nevis	— 1·74	+ 0·73	— 0·24	+ 0·02
Temperaturvariation reduziert auf Druckschwankung	— 2·02	— 0·39	+ 0·36	+ 0·12
Summe beider = Druckschwankung auf dem Ben Nevis	— 3·76	+ 0·34	+ 0·12	+ 0·14

Die Gleichung des jährlichen Ganges des Luftdruckes auf dem Ben Nevis ergiebt sich somit:

berechnet aus dem Temperaturgang $3 \cdot 77 \sin (275 \cdot 2 + x) + 0 \cdot 18 \sin (40 \cdot 6 + 2x)$
die Luftdruckbeobachtungen geben $3 \cdot 67 \sin (274 \cdot 3 + x) + 0 \cdot 14 \sin (51 \cdot 0 + 2x)$.

Die Übereinstimmung ist, wie man sieht, vollkommen befriedigend. Der Unterschied in den Amplituden stimmt auch mit den anderen Erfahrungen, dass die Temperaturbeobachtungen grössere Amplituden geben, als sie den wahren Lufttemperaturen entsprechen.

Die Rechnung stimmt deshalb so gut mit den Beobachtungen, weil die in Ft. William auf einem Abhange in der Nähe des Meeres beobachteten Temperaturen bei lebhafter Ventilation der wahren Lufttemperatur sehr nahe kommen. Hat die untere Station eine geschützte Thallage, dann ist sie im Winter zu kalt und im Sommer zu warm, und das Mittel der Temperaturen oben und unten entfernt sich dann erheblich von der wahren mittleren Temperatur der zwischenliegenden Luftschicht. In diesem Falle kann man die Aufgaben umkehren und aus den Barometerständen oben und unten die wahre Lufttemperatur der Luftschicht zwischen berechnen. Das Ergebnis der vorhergehenden Rechnung giebt hierzu die Berechtigung. Z. B. Berechnung der wahren Lufttemperatur zwischen Sonnblick (3100 m) und dem Niveau von 500 m (Mittel: Salzburg, Zell a. S., Lienz, Klagenfurt:

$h = 2600$ m, $B = 718.2$, $b = 519.9$, $(t' + t) : 2 = 0.7^0$ (Periode 1851—1880).

Gleichungen des jährlichen Ganges.

	p_1	q_1	p_2	q_2	A_1	A_2	a_1	a_2
I. Luftdruck 500 m	+ 0.14	— 1.12	+ 1.00	+ 0.14	172.9	82.0	1.13	1.01 mm
II. „ 3100 m	— 5.00	— 1.64	+ 0.77	+ 0.26	251.9	70.4	5.26	0.81 „
III. Temperatur 1800 m	— 8.78	— 0.99	+ 0.03	+ 0.53	263.6	3.2	8.84	0.53° C.
I. reduz. auf Sonnblick	+ 0.10	— 0.81	+ 0.72	+ 0.10	172.9	82.0	0.81	0.73
II.—I. reduziert	— 5.10	— 0.83	+ 0.05	+ 0.16	260.8	17.8	5.17	0.17

Multipliziert man diese „thermische Druckschwankung" auf dem Sonnblick mit dem Faktor $RT^2 : bh = 1.567$, so erhält man den derselben zu Grunde liegenden jährlichen Gang der wahren Lufttemperatur zwischen 500 und 3100 m Seehöhe, also in der 2600 m mächtigen Luftschicht.

	p_1	q_1	p_2	q_2	A_1	A_2	a_1	a_2
Jährlich. Temperaturgang in 1800 m	— 8.00	— 1.30	+ 0.03	+ 0.25	260.8°	6.9°	8.10°	0.25°

Gleichung des jährlichen Temperaturganges in 1800 m (zwischen 3600 und 500 m):

beobachtet (½ unten und oben) $0.70 + 8.84 \sin (263.6 + x) + 0.53 \sin (3.2 + 2x)$
berechnet aus Druck oben und unten $0.70 + 8.10 \sin (260.8 + x) + 0.25 \sin (6.9 + 2x)$.

Die Variation der wahren Lufttemperatur ist etwas kleiner als die aus den Beobachtungen unten und oben berechnete, sonst ist die Übereinstimmung vortrefflich. Die unter II—I reduziert stehenden Koeffizienten und Winkelgrössen zeigen, wie gross die rein thermische Druckschwankung schon auf dem Sonnblick ist, gegenüber der allgemeinen Druckschwankung in dieser Höhe. Die Amplitude der ersteren ist mehr als sechsmal grösser als die der letzteren und da die Phasenzeiten andere sind (Differenz im Winkel $A_1 = 88^0$, fast gleich 3 Monaten), so wird der jährliche Gang des Luftdruckes oben dadurch ein ganz anderer als unten.

6. Zur Theorie der täglichen Luftdruckschwankung auf Berggipfeln. Die Superposition einer thermischen Druckschwankung, hervorgebracht durch den täglichen Wärmegang in der unterliegenden Luftschicht auf die (in der Höhe nur im Verhältnis b:B verminderten Amplituden auftretende) allgemeine tägliche Barometerschwankung, wie sie im unteren Niveau beobachtet wird, erzeugt die mannigfachen Variationen des täglichen Barometerganges, wie sie in verschiedenen Höhen beobachtet wird. Es ist leicht, aus dem Charakter des täglichen Temperaturganges und jenem des allgemeinen täglichen Barometerganges das Resultat der Interferenz derselben in allgemeinen Zügen zunächst deduktiv abzuleiten.

Der tägliche Wärmegang besteht aus einer weitaus dominierenden ganztägigen Schwankung und einer sehr kleinen doppelten täglichen Schwankung [1]).

Einige Beispiele dafür sind nötig und müssen deshalb hier Platz finden.

Täglicher Gang der Lufttemperatur. Koeffizienten und Winkelkonstanten der trigonometrischen Reihen.

		p_1	q_1	p_2	q_2	A_1	A_2	a_1	a_2
Luftschicht zwischen									
Sonnblick und Kolm S.	Winter	−0.71	−0.42	+0.37	+0.17	239	67	0.82	0.40
	Sommer	−1.74	−0.84	+0.29	−0.02	244	94	1.93	0.29
Sonnblick und Obir	Winter	−0.29	−0.26	+0.11	+0.13	228	40	0.39	0.17
	Sommer	−1.03	−0.92	+0.07	+0.16	228	24	1.38	0.17
Pikes Pik, Gipfel	Jahr	−1.35	−1.16	+0.35	+0.37	229	43	1.78	0.51

Die Konstanten p_1 und q_1 sind stets negativ, die Konstanten p_2 und q_2 dagegen stets positiv. Der Winkel A_1 liegt stets im dritten, der Winkel A_2 im ersten Quadranten. Dies ist für den täglichen Wärmegang charakteristisch.

Der tägliche Barometergang wird hingegen dadurch charakterisiert, dass der Phasenwinkel A_1 an der festen Erdoberfläche im Inlande fast stets im ersten Quadranten liegt (oder im vierten, nahe dem ersten), die p_1 und q_1 sind deshalb positiv. Der Phasenwinkel A_2 liegt ausnahmslos im zweiten Quadranten, so dass p_2 stets positiv, q_2 stets negativ ist.

Bei der Interferenz dieser normalen Druckschwankung mit der thermischen Druckschwankung in der Höhe, die den ersteren Charakter trägt, werden sich daher die ganztägigen Schwankungen subtrahieren, dieselben werden also anfänglich allmählich mit der Höhe abnehmen, bis die thermische Druckschwankung allein übrigbleibt. Die halbtägige Schwankung ist beim Barometer relativ gross, bei der

[1]) Es ist leicht einzusehen, dass die Frage, ob diese doppelte Schwankung eine Realität hat oder ein blosses Rechnungsresultat ist, mit der Richtigkeit der folgenden Deduktionen gar nichts zu thun hat. Die Form der täglichen Wärmeschwankung, wie sie in den trigonometrischen Reihen erscheint, erzeugt in einem oberen Niveau genau die gleiche Form der Druckschwankung (natürlich mit anderen Amplituden). Diese reduzierte Temperaturgleichung ist das genaue geometrische Bild der thermischen Druckschwankung mit ganz der gleichen Annäherung an die beobachteten Werte. Der grosse Vorteil der Darstellung der Perioden meteorologischer Erscheinungen durch trigonometrische Reihen tritt uns auch hier eindringlich entgegen.

Temperatur sehr klein, der Einfluss der thermischen Druckschwankung wird schon deshalb ein viel geringerer sein, dann sind auch die Phasenzeiten nicht so lokal verschieden. Die thermische Druckschwankung wird durch ihre Superposition den Phasenwinkel der doppelten Luftdruckschwankung vom zweiten mehr gegen den ersten Quadranten hinüberziehen, also den Winkel verkleinern (Verspätung der Extreme); die Amplituden werden dabei auch etwas abgeschwächt.

Einen schärferen Ausdruck finden diese Überlegungen durch folgende den Beobachtungen entsprechende Gleichungen. Im Mittel von 8 Thalstationen hat die ganztägige Luftdruckschwankung daselbst die allgemeine Form:

$$a_1 \sin (40 + x).$$

Die ganztägige Temperaturschwankung in den Luftschichten zwischen einem Berggipfel und dem Thal hat nach den Thermometerablesungen oben und unten als konstanten Phasenwinkel etwa 235^0. Derselbe ist aber in Wirklichkeit, da es sich um die wahre Lufttemperatur handelt, noch etwas kleiner. Die Temperaturablesungen, weil nahe am Boden oben wie unten, geben das Maximum zu früh (und ebenso das Minimum). Die Bodentemperatur eilt der Lufttemperatur in den Phasenzeiten voraus, und diese wieder in den unteren Schichten jenen der Luftwärme des ganzen Stratums. Wir wollen deshalb 220^0, also eine Verzögerung von 1 Stunde annehmen. Ist Δt die Amplitude der ganztägigen Schwankung, so haben wir $\Delta t\,(\sin 220 + x)$ als Ausdruck der Temperaturschwankung, die daraus resultierende thermische Druckschwankung in der Höhe wird erhalten durch Multiplikation von Δt mit $(bh : RT^2)$. Diese thermische Schwankung addiert sich oben zu der (in der Amplitude im Verhältnis von $b : B$ verkleinerten) allgemeinen Barometerschwankung. Wir erhalten daher:

Ganztägige Druckschwankung in Höhe h:

$$= a_1 \frac{b}{B} \sin (40 + x) + \left(\frac{bh}{RT^2}\right) \Delta t \sin (220^0 + x).$$

Die Phasenzeiten dieser beiden zur Interferenz kommenden Druckschwankungen sind gerade entgegengesetzt; wir dürfen statt $\sin (220 + x)$ setzen $-\sin (40 + x)$, somit:

Ganztägige Druckschwankung in der Höhe h:

$$= \left\{a_1 \frac{b}{B} - \left(\frac{bh}{RT^2}\right) \Delta t\right\} \sin (40 + x).$$

Die Gleichung sagt, dass sich die ganztägige Druckschwankung mit gleicher Phasenzeit aber mit rasch sich vermindernder Amplitude nach der Höhe fortsetzt, bis

$$a_1 \frac{b}{B} - \frac{bh}{RT^2} \Delta t = 0$$

wird.

In dem Niveau, in welchem dieser Fall eintritt, verschwindet die ganztägige Druckschwankung, noch höher hinauf aber tritt sie wieder auf, aber mit entgegengesetzten Phasenzeiten, es wird:

$$-\left(\frac{bh}{RT^2} \Delta t - a_1 \frac{b}{B}\right) \sin (40 + x) = \left(\frac{bh}{RT^2} \Delta t - a_1 \frac{b}{B}\right) \sin (220 + x).$$

Dieser Fall tritt um so früher ein, je grösser Δt ist, macht sich also namentlich im Sommer und in wärmeren Gegenden bemerkbar.

Die Beobachtungen auf Bergen stimmen damit uberein, wie folgendes Beispiel zeigt

Phasenzeiten und Amplituden der ganztagigen Luftdruckschwankung im Sommer.

	München	Poissenberg	Wendelstein	Schafberg	Obir	Santis	Sonnblick	Mt Blanc Obs Vallot
Relative Hohe, m	0	470	1200	1300	1600	2100	2600	3300
A_1 (Phasenzeit)	15	37	188	195	194	183	182	(168)
Amplitude, mm	0 35	0 12	0 08	0 12	0 14	0 27	0 32	0 37

In unseren Breiten verschwindet im Sommer die ganztagige Luftdruckschwankung in einer relativen Höhe (uber der umliegenden Niederung) von ca 1200 m, oberhalb dominiert die thermische Druckschwankung mit entgegengesetzten Phasenzeiten und wachsenden Amplituden. Der mittlere Wert von A_1 fur die thermische Druckschwankung durfte bei 190^0 liegen. Das wurde fur den Eintritt der Extreme der wahren Lufttemperatur geben ($190 + x = 270$, $x = 80$) $5^h\ 20^m$ morgens und abends; was eine Verspatung von fast 3 Stunden gegen die durch die Thermometer nahe der Erdoberflache angegebenen Eintrittszeiten der Extreme bedeutet [1])

Durch Auflagerung dieser mit der Hohe an Grosse zunehmenden thermischen Druckschwankung auf die ganztagige Luftdruckschwankung entstehen die verschiedenen Formen der taglichen Barometerschwankung auf Bergen, wie wir sie beobachten (s Tabelle S 183).

Einfluss der thermischen Druckschwankung auf die doppelte tagliche Oscillation des Barometers auf Berggipfeln

Die halbtagige Temperaturschwankung in der Luftschicht unterhalb eines Berggipfels hat die Form.

$$+ p_2' \cos 2x + q_2' \sin 2x.$$

Die Koeffizienten p_2' und q_2' sind stets positiv und relativ sehr klein Sie gehen durch Multiplikation mit $(bh : RT^2)$ in die Koeffizienten der thermischen Druckschwankung uber

Die doppelte tagliche Barometerschwankung an der Erdoberflache hat die Form:

$$+ p_2 \cos 2x - q_2 \sin 2x,$$

wenn p_2 und q_2 als absolute Zahlen ohne Vorzeichen genommen werden In der Hohe h, wo der Luftdruck b, werden sie kleiner im Verhaltnis b B Indem sich diese beiden Druckschwankungen addieren, wachst, wie man sieht, p_2, dagegen wird q_2 kleiner Ob dadurch α_2 geandert wird, lasst sich allgemein nicht entscheiden, wohl aber wird der Quotient p_2 q_2 grosser, daher der Phasenwinkel A_2, da er im zweiten Quadranten liegt, kleiner Die Anderungen sind aber gering, da p_2' und q_2' sehr klein bleiben Die Beobachtungen bestatigen dies

Anderung der Konstanten der doppelten taglichen Oscillation des Barometers mit der Hohe (Sommer)

Ort	Bayrisch Zell und Zell a S	Wendelstein	Schafberg	Säntis	Sonnblick	Clermont	Puy de Dôme
Hohe, m	780	1730	1780	2470	3100	390	1467
a_2	0 25	0 19	0 21	0 18	0 18	0 29	0 22
A_2	150°	131	127	122	110	147	128

[1]) Vergl Temperaturgang auf dem Strassburger Münsterturm und auf dem Eiffelturm Met Z 1901

Die Amplitude nimmt mit der Höhe etwas ab, noch mehr aber der Phasenwinkel, die Extreme der doppelten täglichen Oscillation verspäten sich daher etwas mit der Höhe infolge der Auflagerung der thermischen Druckschwankung.

7. Berechnung des täglichen Ganges der wahren Lufttemperatur aus dem täglichen Gange des Barometers in der Niederung und auf einem Berggipfel. Da eine analoge Berechnung des jährlichen Ganges der wahren Lufttemperatur gute Resultate ergeben hat, sind solche auch für den täglichen Gang zu erwarten. Die Rechnung hat aber in letzterem Falle ein viel grösseres Interesse, da gerade der tägliche Gang in den direkten Beobachtungen stark entstellt wird durch die Einflüsse der Wärmestrahlung auf unsere in Bodennähe befindlichen Thermometer. Namentlich die Amplituden der täglichen Schwankung der Lufttemperatur kommen in den direkten Beobachtungen viel grösser heraus. Dieselben ergeben noch für Höhen von 3—4000 m eine tägliche Amplitude von einigen Graden, während aus den Beobachtungen auf dem Eiffelturm und mittelst Drachen die tägliche Wärmeschwankung in der freien Atmosphäre schon in Höhen von 1 bis $1\frac{1}{2}$ km auf wenige Zehntel Grade herabgesunken ist. Der aus dem täglichen Gange des Barometers auf Bergen berechnete tägliche Wärmegang in der Luftschicht unterhalb stimmt damit überein.

Z. B. München: $B = 716.8$, $t = 16.7^0$, $h = 526.4$. Peissenberg: $b = 678.4$, $t = 14.9^0$, $h = 993.9$. In Rechnung zu stellen: $\Delta h = 467.5$, Reduktiosfaktor $678 : 717 = 0.946$; Reduktion der thermischen Druckschwankung auf Temperaturschwankung $R T^2 : b \Delta h = 7.44$.

Täglicher Gang des Barometers (Sommer 1892).

	p_1	q_1	p_2	q_2
A München beobachtet	+0.090	+0.334	+0.179	—0.227
A' reduz. auf Peissenberg	+0.085	+0.316	+0.169	—0.215
B Peissenberg beobachtet	+0.070	+0.094	+0.182	—0.173
Therm. Druckschwankuug auf d. Peissenberg B—A'	—0.015	—0.222	+0.013	+0.042

Gleichung der thermischen Druckschwankung (mm) $0.222 \sin(184 + x) + 0.044 \sin(17 + 2x)$
Reduziert auf Temperaturschwankung (Cel.-Gr.) $1.66 \sin(184 + x) + 0.33 \sin(17 + 2x)$

Die letztere Gleichung giebt den täglichen Gang der wahren Lufttemperatur in der 467 m mächtigen Luftschicht zwischen der bayrischen Hochebene und dem Gipfel des Peissenberges. Die Schwierigkeit bei diesen Rechnungen liegt darin, die richtige Mächtigkeit der Luftschicht Δh in die Rechnung einzustellen, welche auf den Gang des Barometers oben wirklich Einfluss nimmt. In analoger Weise wurden folgende Resultate erhalten aus den Luftdruckregistrierungen:

Ort	Paris Eiffelturm	München Peissenberg	München Wendelstein	Peissenberg Hirschberg	Peissenberg Wendelstein	Schafberg Sonnblick	Säntis Mt. Blanc	Colorado Springs, Pikes Peak
Höh.[1]	140	240	630	730	840	2000	3200	3580
a_1	2.16	1.66	1.10	1.06	0.87	0.72	0.52	1.89
A_1	207	184	197	166	192	174	204	207

Die berechneten Temperaturamplituden sind viel kleiner als die beobachteten (auf dem Sonnblick z. B. im Sommer noch 2^0). Colorado Springs und Pikes Peak liegen unter 38^0 (Breite von Palermo) und die Hochebene erhitzt sich im Sommer sehr stark.[2])

[1]) Mittlere relative Höhe der Luftschicht, für welche die Resultate gelten.

[2]) Hann, Beiträge zum täglichen Gange der meteorologischen Elemente in den höheren Luftschichten. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. CIII. Januar 1894. — Der tägliche Gang des Barometers an heiteren und trüben Tagen. B. CIV. Juni 1895. — Weitere Beiträge zu einer Theorie der täglichen Oscillation des Barometers. B. CVII. Jan. 1898, und Weitere Untersuchungen über die tägliche Oscillation des Barometers. Denkschriften der Wiener Akad. B. LIX. 1892.

VI. Barometrische Höhenmessung.

Der Grund zur barometrischen Höhenmessung wurde schon 1648 gelegt, als **Pascal** seinen Schwager **Perrier** den Versuch machen liess, mit einer **Torricelli**schen Röhre den Puy de Dôme zu besteigen (19. September). Das Quecksilber fiel oben um 3'' 1''' also ca. 83 mm. **Mariotte** hat zuerst die hypsometrische Höhenstufe an der Pariser Sternwarte festgestellt. Er fand, dass 1''' Luftdruckabnahme einer Höhenzunahme von 63 Fuss entspreche (d. i. etwa 2·26 mm = 20·5 m, 1 mm = 9·05 m also etwas zu klein). Die erste rohe Barometerformel hat **Halley** (1686) aufgestellt und **Kastner** leitete sie (1775) in der jetzt üblichen Form ab. **De Luc** (1772) bestimmte den Einfluss der Lufttemperatur auf die barometrisch gemessenen Seehöhen (er fand den Ausdehnungskoeffizienten $\alpha = 1 : 215 = 0·00467$ für 1° R.) und stellte auf Grund korrespondierender Beobachtungen zu Genf und auf dem Salève, dessen Höhe direkt bestimmt wurde, die folgende empirische Formel auf (hier reduziert auf Meter und Cel.-Grade):

$$h = 17972 \left(1 + 0·00403 \frac{t_1 + t_2}{2}\right) \lg \left(\frac{B}{b}\right)$$

Mittelst derselben berechnete **Saussure** aus seinen Barometerablesungen 1787 die Höhe des Montblancgipfels zu 4767 m (richtig 4810, also Fehler kaum 0·7 Proz.). **Laplace** endlich gab (1805) der hypsometrischen Formel ihre jetzige Gestalt, die im wesentlichen bis heute ungeändert geblieben ist [1]).

1. **Ableitung der hypsometrischen Formel.** Die Ableitung der barometrischen Höhenformel oder des mathematischen Ausdruckes für die Abhängigkeit der Barometerstände in zwei verschiedenen Niveaus vom vertikalen Abstande h, von der Temperatur und Feuchtigkeit der zwischenliegenden Luftschicht und von der Intensität der Schwere (welche ja auf das Luftgewicht Einfluss nimmt) kann in einfachster Form in folgender Weise geschehen.

Bezeichnen wir mit dp die Druckabnahme für die kleine vertikale Höhenzunahme dh, mit ρ das Gewicht der Volumeinheit (m³) Luft bei dem in dieser Höhe herrschende Druck p, der Temperatur t, und dem Dampfdrucke e (in absolutem Mass wie p) und der Intensität der Schwere g, so haben wir:

$$-dp = \rho\, dh, \quad \rho = 1·29305 \times \frac{p - 0·377e}{10333} \times \frac{1}{1 + \alpha t} \times \frac{g}{G}$$

wo 10333 der Normaldruck $= 0·76 \times 13596$, G die normale Intensität der Schwere unter 45° Breite im Meeresniveau. Vereinfacht wird

---

[1]) **Litteratur**: Blaise **Pascal**, Récit de la Grande Expérience de l'Equilibre des Liqueurs. Paris 1648, in Faksimiledruck mit Einleitung herausgegeben von **Hellmann**, Neudrucke Nr. 2. Berlin 1893, enthalten in dem nach seinem Tode erschienenen Werke: Traitez de l'equilibre des liqueurs et de la pesenteur de la masse de l'air. — **Boyle**, Defensio de elatere et gravitate aeris etc. 1661. Der Name Barometer rührt von **Boyle** her. **Mariotte**, Essai sur la nature de l'air 1676. **Halley**, A discourse of the rule of the decrease of hight of the mercury in the barometer. Philosoph. Trans. 1686 und 1687. Vol. 16. — **Kastner**, Anmerkungen über die Markscheidekunst nebst einer Abhandlung vom Hohenmessen durch das Barometer. Göttingen 1775. — **De Luc**, Recherches sur la loi des condensations de l'atmosphère 1772. Deutsch 1778. — **Laplace**, Traité de mécanique céleste. Tome IV. Paris 1805.

Ausführlichere Mitteilungen über die Entstehung und Vervollkommnung der barometrischen Formel findet man bei E. **Schmid**. Lehrbuch der Meteorologie. S. 837 und 912—927. — S. auch **Günther**, Geophysik. II. S. 68 und 86.

$$\varrho = p \cdot \frac{\left(1 - 0{\cdot}377\,\frac{e}{p}\right)}{7991} \cdot \frac{1}{1+\alpha t} \cdot \frac{g}{G} = \frac{p}{7991} \cdot \frac{\left(1 - 0{\cdot}378\,\frac{e}{p}\right)}{(1+\alpha t)}\;\frac{g}{G}.$$

Die Konstante 7991, die sog. Höhe der homogenen Atmosphäre wollen wir mit A bezeichnen und erhalten:

$$-A\,\frac{dp}{p} = \frac{1 - 0{\cdot}377\,\frac{e}{p}}{(1+\alpha t)}\;\frac{g}{G}\,dh,$$

$$A \log_{n.} \left(\frac{p_0}{p}\right) = \int_{h=0}^{h=h} \frac{\left(1 - 0{\cdot}377\,\frac{e}{p}\right)}{(1+\alpha t)}\;\frac{g}{G}\,dh.$$

Die Grössen $e:p$, t und g, sind abhängig von der Höhe h. Zur Ausführung der Integration rechts müssten dieselben daher als gegebene Funktionen von h in Rechnung gestellt werden können. Nach den früher in diesem Buche mitgeteilten, giebt es kein allgemeines Gesetz für die Wärmeabnahme mit der Höhe, man kommt durchschnittlich der Wahrheit am nächsten, wenn man eine Wärmeabnahme in arithmetischer Progression voraussetzt, also $t_h = t_0 - ch$ annimmt, wo c die Wärmeabnahme für die Einheit des Höhenmasses. Für die Abhängigkeit des Dampfdruckes von der Höhe haben wir auf S. 224 eine empirische Relation aufgestellt, welche hier Verwendung finden kann. Der Einfluss der Schwereabnahme mit der Höhe auf das Luftgewicht ist innerhalb der praktisch in Betracht kommenden Fälle so geringfügig, dass man ohne Bedenken für g den der mittleren Höhe entsprechenden Wert einsetzen darf.

Wegen der Unsicherheit oder geradezu Unkenntnis der in gegebenen Fällen herrschenden wahren Änderung der Temperatur und des Dampfdruckes mit der Höhe begnügt man sich auch für diese Elemente mit der Annahme einer durch das ganze Höhenintervall konstanten Temperatur und eines konstanten Dampfdruckes, welche man gleich dem arithmetischen Mittel der oben und unten beobachteten Werte derselben annimmt.

Wir setzen also $(t_0 + t) : 2 = t_m$, und ebenso für die Feuchtigkeit:

$$\left(\frac{e_0}{p_0} + \frac{e}{p}\right) : 2 = E,$$

nennen γ die Intensität der Schwere in der relativen Höhe h/2 und führen diese Grössen als Konstante in die rechte Seite der Gleichung unter dem Integralzeichen ein. Dann erhält man, da zur Integration von $h = 0$ bis $h = h$ nur mehr dh bleibt, den Ausdruck:

$$h = A \log_{n.} \left(\frac{p_0}{p}\right) \frac{1 + \alpha t_m}{(1 - 0{\cdot}377\,E)} \cdot \frac{G}{\gamma} = A \log_{n.} \left(\frac{p_0}{p}\right)(1 + \alpha t_m)\,(1 + 0.377\,E)\,(G:\gamma).$$

Da der Quotient $e:p$ stets eine sehr kleine Grösse ist, z. B. selbst im Maximum für $e = 20$ mm, $p = 760$ mm, der Faktor $0{\cdot}377\,(e:p)$ den Wert 0·01 kaum erreicht, so kann man bei der Division durch $1 - 0{\cdot}377\,E$ bei der ersten Potenz stehen bleiben, wie oben geschehen ist.

Da man mit Briggschen Logarithmen rechnen wird, ist die Konstante $A = 7991$ durch $7991 \times \text{Mod.} = 18400$ zu ersetzen.

Bezeichnen wir mit z die Seehöhe der unteren Station, von welcher aus h gerechnet wird, so ist die mittlere Seehöhe, für welche unser γ gelten soll $z + \frac{h}{2} = (2z + h) : 2$. Die Intensität der Schwere im Meeresniveau ist mit Rücksicht auf die Breite $\varphi = G(1 - 0{\cdot}0026 \cos 2\varphi)$; die Intensität der Schwere im Niveau $\frac{1}{2}(2z + h)$ ist demnach, wenn wir mit R den Erdhalbmesser bezeichnen[1]):

$$\left(1 - \frac{\varkappa(2z + h)}{2R}\right) G(1 - 0{\cdot}0026 \cos 2\varphi) = \gamma$$

Somit bekommt die Höhenformel die Form

$$h = 18400 \log\left(\frac{p_0}{p}\right)(1 + \alpha t_m)(1 + 0.377 E)(1 + 0.0026 \cos\varphi)\left(1 + \frac{\varkappa(2z + h)}{2R}\right)$$

Zu dieser Formel ist zu bemerken, dass die Luftdruckwerte p_0 und p eigentlich in absolutem Druckmasse zu nehmen sind. Da es sich aber um einen Quotienten handelt, kann man die Drucke auch in beliebigem relativen Masse ausdrücken, also Barometerstände in Millimetern, englischen Zollen etc. verwenden, aber diese Barometerstände müssen von der Schwere unabhängig sein, wie z. B. Aneroidablesungen oder Siedepunktbestimmungen. Die Angaben der Quecksilberbarometer darf man nur dann unmittelbar in die Formel einführen, wenn dieselben schon auf die Normalschwere reduziert sind (weil das höhere Barometer wegen der Schwereabnahme einen zu hohen Stand zeigt.)[2])

Rechnet man mit Quecksilberständen, welche wie jetzt noch gewöhnlich nur auf den Gefrierpunkt reduziert sind, aber nicht auf die Normalschwere, so kann man der Formel eine diesem Mangel genügend Rechnung tragende andere Form geben (es ist dies jetzt noch sogar die gewöhnliche Form). Setzt man $p_0 = \varrho B g$, $p = \varrho b g'$, wo B und b die Quecksilberhöhen, g und g' die entsprechenden Intensitäten der Schwere, ϱ das spezifische Gewicht des Quecksilbers, so wird:

$$\lg\left(\frac{p_0}{p}\right) = \lg\left(\frac{B}{b}\right) + \lg\left(1 + \frac{2h}{R}\right) = \lg\left(\frac{B}{b}\right) + 2\,\mathrm{Mod}\,\frac{h}{R},$$

indem man den lg von $1 + \beta h$ in eine Reihe entwickelt und, wie bei der Kleinheit von $\beta = 2 \cdot R$ statthaft, beim ersten Gliede stehen bleibt. Indem man ferner für h die genäherte Seehöhe 18400 lg (B . b) einsetzt, erhält man.

$$\lg\left(\frac{p_0}{p}\right) = \lg\left(\frac{B}{b}\right)(1 + 0.00251), \text{ somit } A \lg\left(\frac{p_0}{p}\right) = 18446 \lg\left(\frac{B}{b}\right),$$

---

1) Es ist bekanntlich, wenn g_0 die Schwere im Meeresniveau, g_h jene im Niveau h, bei freier Erhebung in der Luft (eigentlich im leeren Raum) $g_0 : g_h = (R + h)^2 : R^2 = \left(1 + 2\frac{h}{R}\right)$ mit genügender Annäherung. In Wirklichkeit aber erfolgt die Erhebung auf einem Berge oder über einer Landfläche, dann ist für 2 ein anderer Faktor zu setzen. Wir wollen denselben einstweilen mit $\varkappa$ bezeichnen.

2) Dass man auch häufig den Einfluss der Breite übersieht, wenn man als untere Station eine entferntere (nicht in derselben Vertikalen liegende) benützt, habe ich an einem Beispiele gezeigt (Zeitschrift für Meteorologie. B. XI. 1876. S. 326). Da eine Korrektion für die Breite ohnehin in der Formel steht, oder den Tabellen entnommen wird, meint man in solchen Fällen keine weitere Schwerekorrektion nötig zu haben. Man vergisst dabei, dass die verwendete Korrektion nur für das Luftgewicht gilt, aber den Einfluss der Verschiedenheit der Schwere auf die Quecksilberstände unberücksichtigt lässt, ja lassen muss, da die Formel Barometerstände voraussetzt, die in derselben Vertikalen abgelesen worden sind, und desgleichen auch richtige (wahre) Luftdruckwerte. Sobald man sich allgemein daran gewöhnt haben wird, alle Quecksilberstände auf die Normalschwere zu reduzieren, werden natürlich derlei Fehlerquellen überhaupt wegfallen.

Diese Konstante 18446 gilt also nur für den Fall, dass man Ablesungen am Quecksilberbarometer ohne Schwerereduktion zur Rechnung benutzt, sie gilt ferner auch nur für die Erhebung in der freien Atmosphäre (im Ballon), andernfalls müsste man statt des Faktors 2 einen kleineren Wert nehmen, weil auf Bergen die Schwere langsamer abnimmt infolge der Attraktion der Masse desselben. Nimmt man $^5/_4$ (mit Poisson), so geht das Korrektionsglied über in $1 + 0{\cdot}00157$ und die Konstante in 18429.

Jene Glieder der hypsometrischen Formel, welche dem Einfluss der Lufttemperatur, der Luftfeuchtigkeit, der Intensität der Schwere Rechnung tragen, findet man, ausgerechnet, nach den verschiedenen Argumenten der Temperatur, des Dampfdruckes und der Breite und Höhe (wegen Schwerekorrektion) als Logarithmen in Tabellenform zusammengestellt in den meisten Sammlungen von Hilfstafeln, zur Rechnung bequem angeordnet, vor. Doch ist zu beachten, dass die meisten dieser Tafeln für die Benutzung nicht auf die Normalschwere reduzierter Quecksilberstände eingerichtet sind[1]), daher z. B. nicht direkt verwendet werden dürfen, wenn man die Luftdruckwerte Siedepunktbestimmungen entnommen hat (bei Aneroidablesungen ist wegen der Unsicherheit derselben meist die Genauigkeit nicht gross genug, um dies beachten zu müssen).

2. Prüfung des Einflusses der verschiedenen Glieder der hypsometrischen Formel auf das Resultat (den Wert der Höhendifferenz h).

a) Fehler in der Bestimmung des Luftdruckes selbst.

Aus $h = A\,(\log_{n.} B - \log_{n.} b)\,(1 + \alpha t)$ folgt:

$$dh = A\left(\frac{dB}{B} - \frac{db}{b}\right)(1 + \alpha t),$$

oder da es sich zumeist nur um die Fehler der Luftdruckbestimmung db im oberen Niveau handelt:

$$dh = -\frac{7991}{b}\cdot(1 + \alpha t)\,db,$$

Der Fehler ist gleich der „hypsometrischen Höhenstufe", multipliziert mit dem Fehler der Luftdruckbestimmung, wächst demnach mit der Höhe. Benützt man oben und unten dasselbe Barometer (Ablesung unten vor und nach der Ablesung im oberen Niveau) oder, was zumeist der Fall ist, vergleicht man die Barometer oben und unten und reduziert die Ablesung oben auf das untere Barometer, so hat die Korrektion des Barometers scheinbar gar keinen Einfluss auf das Resultat der Höhenmessung. Das ist aber doch nicht genau richtig, denn die „Höhenstufe" hängt auch von dem Barometerstande selbst ab. Bei einem Barometerstande von 500 mm z. B. giebt ein Fehler von 1 mm einen Fehler der hypsometrischen Höhenstufe um 0·025 Proz., das wäre für 10 mm Druckdifferenz 0·25 Proz. der Höhendifferenz.

b. Fehler infolge der Annahme einer unrichtigen Lufttemperatur. Setzt man die Temperatur veränderlich, den Druck konstant, so giebt die Höhenformel:

$$dh = A \log_{n.}\left(\frac{B}{b}\right)\alpha\,dt, \qquad \text{oder} \qquad = h\,\alpha\,dt,$$

---

[1]) Dies ist aber nicht der Fall bei den hypsometrischen Tafeln von Pernter in Exners Repertorium. B. XXIV. S. 172 etc., welche mit der richtigen Konstanten 18400 gerechnet sind.

genauer.
$$dh = \frac{h}{1+\alpha t}\,\alpha\,dt = h\frac{dt}{T}$$

$\frac{dh}{h} = 0.00367\,dt$, d. h. 1° Fehler in der Annahme der mittleren Temperatur der Luftsäule giebt einen Fehler von 0·37 Proz. der gemessenen Höhe (ca. 0.4 Proz.). Der Fehler nimmt etwas ab mit zunehmender Temperatur, wie die zweite genauere Relation zeigt.

Bei 1000 m Höhendifferenz giebt eine um 1° C unrichtige Lufttemperatur einen Fehler der Höhenmessung um 3.7 m. Beide Fehler haben das gleiche Vorzeichen, eine zu hohe Lufttemperatur giebt zu grosse Höhendifferenzen.

c) Fehler infolge der Annahme eines unrichtigen Dampfdruckes. Bezeichnen wir mit e den mittleren Dampfdruck der ganzen Luftsäule, mit β den Faktor 0.377, so haben wir

$$h = A\log\left(\frac{B}{b}\right)(1+\alpha t)\left(1+\beta\frac{e}{b}\right)$$

$$dh = A\log\left(\frac{B}{b}\right)(1+\alpha t)\frac{\beta}{b}\,de = h\frac{\beta}{b}\,de$$

Der Fehler wächst für gleiche Fehler de mit der Höhe und der Abnahme des Druckes. $\beta . b$ hat für verschiedene Drucke folgende Werte:

b =	760	660	560	460	360 mm
β b =	0.0049	0.0057	0.0067	0.0082	0.0105

Ein Fehler von 1 mm Dampfdruck giebt demnach 0.05 bis 0.08 Proz. Fehler in der Seehöhe.

Da ein Fehler von 1° in der Annahme der Lufttemperatur einem Höhenfehler von 0.4 Proz. entspricht, so giebt ein Fehler von 0.1° in der Luftwärme einen gleich grossen Fehler, wie ein Fehler von 1 mm im Dampfdruck. Erst ein Fehler von 7—8 mm Dampfdruck ist einem Fehler von 1° in der Lufttemperatur äquivalent, 7—8 mm Dampfdruck ist aber in der gemässigten Zone so ziemlich der ganze mittlere Dampfdruck in den unteren Schichten.

Da die Annahme $t_m = (t_0 + t_h) : 2$ bei einzelnen Höhenmessungen häufig einem Fehler von 1° oder selbst mehr entspricht, so verschwindet der Einfluss der Fehler der Luftfeuchtigkeit (bei solchen) gegenüber jenen der Lufttemperatur.

d. Fehler infolge Vernachlässigung der Schwerekorrektionen. Die Schwerekorrektionen sind, mit einer geringen Einschränkung infolge der Unsicherheit des Koeffizienten $\varkappa$ in $1 - (\varkappa h : R)$, genau bekannt, was sie von den Temperatur- und Feuchtigkeitskorrektionen unterscheidet. Das ist wohl auch der Grund, weshalb auf ihre Berücksichtigung, trotz ihres meist verschwindend kleinen Betrages, doch immer Gewicht gelegt wird, meist ein zu grosses Gewicht.

α) Einfluss der Korrektion infolge der Differenz der Breite von 45°. Es ist $dh = -h(0.0052 \sin 2\varphi)d\varphi = -\delta h\, d\varphi$

φ =	45	50	55	60	65	70	75°
δ =	0.0052	0.0051	0.0049	0.0045	0.0040	0.0033	0.0026
	daher dh pro Breitegrad in Prozenten von h						
dh =	0.09	0.09	0.09	0.08	0.07	0.06	0.05

Es beträgt demnach der Fehler einer Vernachlässigung der Schwerekorrektion wegen der Breite in dem Intervall 35° bis 55° kaum 0.01 Proz. der Seehöhe pro

Grad. Erst bei einer Breitendifferenz von 5⁰ (also unter 40 und über 50⁰) wird der Fehler gleich dem eines Dampfdruckfehlers von 1 mm oder eines Temperaturfehlers von 0·1⁰ C.

β) Einfluss der Korrektion infolge der Schwereabnahme mit der Höhe. Setzen wir in der Formel S. 776 $2z + h = H$, wo h in H übergeht, wenn die untere Station im Meeresniveau liegt, so beträgt diese Schwerekorrektion $\varkappa h H : 2R$, ist also meist etwas grösser als $\varkappa h^2 : 2R$.

$\varkappa$ liegt zwischen 2 und $^5/_4$, somit wird $\varkappa : 2R = 0.000\,000\,15$ oder $0.000\,000\,097$. Drücken wir h in Tausenden von Metern, d. i. in Kilometern aus und bezeichnen wir den Einfluss dieser Korrektion auf die Höhenbestimmung mit dh, so ist:

$$dh \geqq 0{\cdot}15\,h^2 \qquad \text{oder} \qquad \geqq 0{\cdot}10\,h^2.$$

Das Gleichheitszeichen gilt für den Fall, wo die untere Station im Meeresniveau liegt. In diesem Falle wird erst bei einem Höhenunterschied von 1000 m diese Schwerekorrektion von merklichem Einfluss.[1])

3. Einfluss der Annahme einer konstanten mittleren Temperatur der Luft. Laplace hat für die Abhängigkeit der Temperatur von der Seehöhe einen Ausdruck in die Formel eingeführt, welcher die Integration gestattet, aber in Wirklichkeit der Annahme einer konstanten mittleren Temperatur der Luftschicht gleichkommt.[2])

Diese Annahme liegt unserer früheren Ableitung zu Grunde.

Führt man dagegen das einfachste Gesetz der Wärmeabnahme mit der Höhe, das der Abnahme nach einer arithmetischen Progression, in die Höhenformel ein und integriert sie unter dieser Voraussetzung, so ergiebt sich, wie Reye, Sohncke und Angot gezeigt haben, dass die gewöhnliche Annahme einer konstanten Temperatur $= (t + t') : 2$ etwas zu grosse Höhenunterschiede liefert.[3])

Wir wollen im nachstehenden dem Vorgang von Sohncke folgen:

Setzt man $-dt = \varepsilon\,dh$, wo ε der konstante Koëffizient der Wärmeabnahme mit der Höhe, so ist $t_1 - t_2 = \varepsilon(h_2 - h_1)$, wenn t_1 und t_2 die unten und oben beobachteten Temperaturen sind, oder auch $T_1 - T_2 = \varepsilon(h_2 - h_1)$.

Wir hatten früher:

$$-R\,\frac{dp}{p} = \frac{dh}{T} = -\frac{dt}{\varepsilon T},$$

$$R\ \text{lognat.}\left(\frac{p_1}{p_2}\right) = {}^1/_\varepsilon\ \text{log n.}\left(\frac{T_1}{T_2}\right), \qquad \text{oder da} \qquad \varepsilon = \frac{T_1 - T_2}{h_2 - h_1},$$

so kommt

$$h_2 - h_1 = h = R\,\frac{T_1 - T_2}{\text{logn.}\,(T_1 : T_2)}\ \text{logn.}\left(\frac{p_1}{p_2}\right).$$

Diese Höhenformel unterscheidet sich von der gewöhnlichen durch den Faktor $(T_1 - T_2) : \text{logn.}\,(T_1 : T_2)$. Dieser soll nun umgeformt werden. Setzt man:

$$T_1 - T_2 = D,$$

so wird

$$T_2 = T_1\left(1 - \frac{D}{T_1}\right) \qquad \text{und} \qquad T_1 : T_2 = \frac{1}{\left(1 - \frac{D}{T_1}\right)}.$$

somit

$$\frac{T_1 - T_2}{\text{logn.}\,(T_1 : T_2)} = \frac{D}{-\text{logn.}\left(1 - \frac{D}{T_1}\right)} = \frac{1}{-{}^1/D\ \text{logn.}\left(1 - \frac{D}{T_1}\right)}.$$

---

[1]) Messen wir einen Berg von 2 km relativer Höhe h von einem Plateau von 2 km Meereshöhe z als untere Station, so wäre H = 6 km und hH = 12, dagegen h^2 nur = 4, d. i. dreimal kleiner; unser dh würde 1.8 oder 1.2 m, gegen 0.6 oder 0.4 bei obiger Voraussetzung.

[2]) A. Angot, Formule barométrique. Annales du Bureau Central. Année 1896. Vol I. B. 162.

[3]) Reye, Die Wirbelstürme etc. S. 222. Sohncke in Schlömilch, Zeitschrift für Mathematik und Physik. 20. Jahrgang. 1875, und Angot, l. c. S. 170.

Der Nenner kann in eine Reihe entwickelt werden und zwar in

$$-1/D\left[\frac{D}{T_1} - 1/2\left(\frac{D}{T_1}\right)^2 - 1/3\left(\frac{D}{T_1}\right)^3 - 1/4\left(\frac{D}{T_1}\right)^4 - \cdot\right] = \frac{1}{T_1}\left[1 + 1/2\left(\frac{D}{T_1}\right) + \quad\right]$$

$$\frac{T_1 - T_2}{\log n\ (T_1 : T_2)} = \frac{T_1}{1 + 1/2\left(\frac{D}{T_1}\right) + 1/3\left(\frac{D}{T_1}\right)^2} \times \frac{1 - 1/2\frac{D}{T_1}}{1 - 1/2\frac{D}{T_1}} = \frac{T_m}{1 + 1/12\left(\frac{D}{T_1}\right)^2\left(1 + \frac{D}{T_1}\right)},$$

wo T_m die mittlere Temperatur der Luft in absolutem Masse, somit erhält man

$$h = R\, T_m \log n \left(\frac{p_1}{p_2}\right)\left[1 - 1/12\left(\frac{D}{T_1}\right)^2\left(1 + \frac{D}{T_1}\right)\right] \qquad R = 29{,}3$$

$$\qquad T_1 = 273\,(1 + \alpha t_1)$$

$$= 18400 \log \left(\frac{p_1}{p_2}\right)(1 + \alpha t_m)\left[1 - 1/12\left(\frac{D}{T_1}\right)^2\left(1 + \frac{D}{T_1}\right)\right] \qquad t_m \text{ mittlere Lufttemperatur}$$

Die Formel unterscheidet sich von der gewöhnlichen nur durch das kleine Korrektionsglied rechts. Sie zeigt, dass die Annahme einer konstanten mittleren Temperatur t_m etwas zu grosse Höhen giebt und zwar um so mehr, je grösser die Differenz D der oben und unten abgelesenen Temperaturen ist. Diese Korrektion nimmt etwas ab im Verhältnis der Zunahme der absoluten Temperatur (an der unteren Station).

Den Einfluss dieser Korrektion ersieht man am besten aus dem folgenden Tafelchen, das allerdings nur für $T_1 = 273^0$ berechnet worden ist.

Temperaturdifferenz $t_1 - t_2$ zwischen der unteren und oberen Station									
5	10	15	20	25	30	40	50	60	70°
Korrektionsfaktor für je 1000 m, stets negativ									
0,03	0,12	0,27	0,48	0,76	1,12	2,05	3,31	4,91	6,88

Nur bei sehr grossen Seehöhen und grossen Temperaturunterschieden der beiden Stationen sind die unter der Annahme einer konstanten Temperatur berechneten Höhen merklich zu gross [1]).

Z. B. Pikes Peak $h = 4308$ m, $t_1 = 18^0$, $t_2 = -7^0$, $t_1 - t_2 = 25^0$. Korrektion: $4{,}31 \times 0{,}76 = -3{,}1$ m. Dieselbe kommt einem Fehler in der Annahme der Lufttemperatur um 0,18° C gleich, liegt somit unter der erreichbaren Genauigkeit, ist aber immer noch etwas grösser als die Korrektion wegen der Schwereabnahme mit der Höhe!

4. Einführung anderer Gesetze der Wärmeabnahme mit der Höhe in die hypsometrische Formel. Da man sich in praktischen Fällen bei der Berechnung der Höhendifferenz wohl stets an die oben und unten beobachteten Temperaturen halten wird, soll hier nur kurz auf die Ergebnisse der Einstellung bestimmter Annahmen über die Wärmeabnahme mit der Höhe und die Formel hingewiesen werden.

G. A. Hirn hat die Poissonsche Gleichung in die Höhenformel eingeführt, ebenso Weilenmann in der Form, in welcher sie sich aus der mechanischen Wärmetheorie ergiebt [2]).

Im ersteren Falle (Hirn) erhält man, wenn D die Dichte der Luft gegen die des Quecksilbers und k das Verhältnis der spezifischen Wärmen derselben = 1,40

---

[1]) Angot berechnet diese Korrektionsfaktoren auf einem anderen Wege. Er findet, wenn Tm die mittlere absolute Temperatur, T_1 die unten, T_2 die oben beobachteten absoluten Temperaturen sind

$$\text{Korrektionsfaktor} = 2{,}3026\, \frac{T_m}{T_1 - T_2} \log \left(\frac{T_1}{T_2}\right)$$

Diese Faktoren fallen für grosse Temperaturdifferenzen etwas kleiner aus als die oben berechneten.

[2]) Hirn, Introduction à l'étude met. et climatologique de l'Alsace. Colmar 1870. Note A. S. 64. — Weilenmann, Beziehungen zwischen Temperatur, Barometerstand und Höhe in der Atmosphäre. Züricher Vierteljahrsschrift 1872. S. 326.

$$h = \frac{k}{k-1}\,\frac{0.76}{D}\,(1+\alpha t_0)\left(1-\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right)$$

$$= 27\,970\,(1+\alpha t_0)\left(1-\left(\frac{p}{p_0}\right)^{0.286}\right).$$

Weilenmann findet:

$$h_2 - h_1 = \frac{c}{A}\,T_1\left(1-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{AR}{c}}\right) = 101.63\,T\left(1-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{0.29}\right),$$

mit obiger Form übereinstimmend, wenn für T gesetzt wird: $T_0(1+\alpha t)$; die Konstante kann aber natürlich nicht vollkommen die gleiche sein [1])

Diese Formeln geben für grössere Höhen zu kleine Resultate, da ihnen die rasche Wärmeabnahme des indifferenten Temperaturgleichgewichts zu grunde liegt. Sie haben deshalb nur theoretisches Interesse.

Sprung hat die Formel von Mendelejef für die Wärmeabnahme mit der Höhe in die Barometerformel eingeführt. Dieselbe giebt für Höhen bis zu ca. 4 km ganz gute Resultate, darf aber nicht für grosse Höhen verwendet werden, da sie, auf Glaishers Beobachtungen beruhend, zu hohe Temperaturen in denselben voraussetzt.[2])

5. Genauere Berücksichtigung der Luftfeuchtigkeit. Es ist früher nachgewiesen worden, dass die Relation

$$e_h = e_0\,10^{-\frac{h}{6700}}$$

die Luftfeuchtigkeit im oberen Niveau für mittlere Zustände hinlänglich genau wiedergiebt, wenn dieselbe im unteren Niveau als bekannt vorausgesetzt wird.

Die Korrektion für die atmosphärische Feuchtigkeit hat die Form:

$$1 + 0{\cdot}377\,\frac{e}{b}, \qquad e = e_0\,10^{-\frac{h}{6700}}, \qquad b = B\,10^{-\frac{h}{18400}},$$

somit ist:

$$\frac{e}{b} = \frac{e_0}{B}\,10^{-h\left(\frac{1}{6700}-\frac{1}{18400}\right)} = \frac{e_0}{B}\,10^{-\frac{h}{10500}},$$

$$\left(1+\beta\,\frac{e}{b}\right)dh = \left(1+\beta\,\frac{e_0}{B}\,10^{-\frac{h}{10500}}\right)dh.$$

Die Integration (s. S. 775) dieses Ausdruckes ergiebt aber:

$$h\left[1+\beta\frac{e_0}{B}\cdot\frac{10\,500\ \text{Mod.}}{h}\left(1-10^{-\frac{h}{10500}}\right)\right],$$

Das Korrektionsglied für die Luftfeuchtigkeit erhält somit die Form:

$$1 + 0{\cdot}377\,\frac{e_0}{B}\left[\frac{4560}{h}\left(1-10^{-\frac{h}{10500}}\right)\right] = 1 + f(e)\,.\,f(h).$$

Die beiden Faktoren f(e) und f(h) können leicht in Tabellen gebracht werden, wodurch die Berechnung der Feuchtigkeitskorrektion sehr bequem gemacht wird.[3])

Auch das folgende ganz kleine Täfelchen reicht in vielen Fällen aus.

---

1) AR : c wird mit Rücksicht auf die Luftfeuchtigkeit $= 0.2908 - 0.075\,\frac{e}{b}$.

2) Sprung, Lehrbuch der Meteorologie. S. 97, und A. Angot, Formule barométrique. B. 175.

3) Hann, Zur barometrischen Höhenmessung. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. LXXIV. 1876. Die Tabellen finden sich auch in der „Anleitung zu meteorologischen Beobachtungen.“ IV. Auflage. II. Teil. Wien 895. S. 44.

Korrektion der barometrisch gemessenen Seehöhe für die Luftfeuchtigkeit.

1. Faktor $f(e) = 0.377/B \times 1000$ m, also für Seehöhen in Kilometern ($e_0 = 1$)

B	750	700	650	600	550	500	450	400 mm
Faktor	502	539	580	628	685	754	838	942

2. Faktor $f(h)$, h in Metern

h	500	1000	1500	2000	2500	3000	4000	5000	6000	7000	8000
Faktor	94	89	85	80	76	72	66	60	55	50	46

Z. B. Säntis, 2500. Unten in 464 m beobachtet $e = 6.9$ mm, $B = 720$. β $(e : B) = 0.0036$, $f(h)$ für $h = 2000$ m (Höhendifferenz) $= 0.80$, somit Feuchtigkeitskorrektion $2000 \times 0.0036 \times 0.80 = 5.76$ m.

Mit Faktor 1 hätte man kurzer gefunden $0.52 \times 6.9 \times 2 \times 0.80 = 5.74$.

Sonnblick 3106 m. Ischl 467 m, $e = 6.8$, $b = 720$.

Feuchtigkeitskorrektion $= 0.52 \times 6.8 \times 2.64 \times 0.76 = 7.1$ m.

In tropischen Klimaten ist der Einfluss der Luftfeuchtigkeit natürlich grösser. Z. B. $e = 20$ mm, $b = 759$, für 2000 m Seehöhe $0.50 \times 20 \times 2 \times 0.80 = 16$ m.

6. **Genäherte Berücksichtigung des Wasserdampfgehaltes der Luft** [1]). In vielen Fällen ist im oberen, wie auch unteren Niveau, bloss die Temperatur aber nicht auch der Dampfdruck bestimmt worden. Dann kann man den Feuchtigkeitsgehalt der Luft nur genähert in Rechnung stellen, was auch aus Bequemlichkeitsgründen bei dem geringen Einflusse der Luftfeuchtigkeit, namentlich gegenüber den unvermeidlichen Fehlern in der Annahme der mittleren Lufttemperatur, überhaupt zumeist üblich ist.

Die genäherte Berücksichtigung des Wasserdampfgehaltes der Luft gründet sich darauf, dass derselbe mit der Temperatur zunimmt, und auch in gleichem Sinne wie diese auf das Luftgewicht einwirkt, indem er dasselbe vermindert. Man kann deshalb den Dampfgehalt in Form eines Korrektionsgliedes von der Form $1 + \beta t$ berücksichtigen. Da aber für $t = 0$ die Feuchtigkeitskorrektion nicht gleich Null wird, sondern einen gewissen Wert $1 + a$ behält, so wird das Korrektionsglied für den Wasserdampfgehalt $1 + a + \beta t$ oder nahe gleich $(1 + a)(1 + \beta)$ geschrieben werden können. Die Korrektion für Temperatur und Feuchtigkeit wird dadurch

$$(1 + \alpha t)(1 + a)(1 + \beta t) = (1 + a)(1 + [\alpha + \beta]t)$$

nahezu, da a, α und β sehr kleine Grössen sind.

Der Faktor $(1 + a)$ kann in die Konstante A der hypsometrischen Formel aufgenommen werden, das zweite Glied entspricht einer Temperaturkorrektion mit vergrösserten Ausdehnungskoeffizienten der Luft. Laplace hat $\alpha + \beta = 0.004$ gesetzt. Die Korrektion für die Lufttemperatur und Luftfeuchtigkeit erhält dann, mit Berücksichtigung, dass die mittlere Temperatur $t = (t_1 + t_2) : 2$ ist, die sehr einfache Form

$$1 + 0.002\,(t_1 + t_2).$$

Die meisten hypsometrischen Tafeln enthalten die Temperatur- und Feuchtigkeitskorrektion in dieser einfachen Form (vereint mit der Konstanten A) mit dem Argument $t_1 + t_2$, d. h. mit der Summe der oben und unten beobachteten Temperaturen.

Ich habe aus 5 Stationspaaren in den Alpen, Pyrenäen und in Indien bei Temperaturen zwischen -4^0 und 22^0 den Koeffizienten $a + \beta t$ direkt zu bestimmen gesucht, indem jene Werte der Konstanten α und β gesucht wurden, welche den aus den Beobachtungen des Dampfdruckes folgenden Werten des Korrektionsgliedes $1 + 0.377 \frac{e}{b}$ am besten entsprechen [2]). Es ergab sich

$$a + \beta t = 0.00154 + 0.00034\,t$$

Dadurch wird die vereinigte Korrektion für Lufttemperatur und Luftfeuchtigkeit

$$(1 + a)[1 + (\alpha + \beta)t] = (1 + 0.00154)(1 + 0.0040\,t).$$

---

[1]) Bessel hat zuerst (Bemerkungen über barometrisches Höhenmessen. Astronomische Nachrichten XII 1835 und XV. 1838) die Luftfeuchtigkeit in der hypsometrischen Formel durch ein eigenes Korrektionsglied berücksichtigt, dann später Plantamour (Résumé des observ. faites à Genève et au grand St. Bernhard 1841—1850 suive de tables hypsometriques calculées d'après la formule de Bessel. Genève 1851) und Bauernfeind (Beobachtungen und Untersuchungen über die Genauigkeit barometrischer Höhenmessungen. München 1862).

Renny, On the Constants of the barometric formula which make correct allowance for the hygrometric state of the Atmosphere. — On a new barometric formula etc. Transactions. R. Irish Acad. Vol. XXIII. 2. 1859. pag. 437, 623.

[2]) Hann, Zur barometrischen Hohenmessung. Sitzungsberichte der Wiener Akad. 1876.

Die Beobachtungen in gemässigten und tropischen Klimaten stimmen also sehr gut mit der alten von Ramond und Laplace herrührenden Vergrösserung des Ausdehnungskoëffizienten der Luft auf 0.004.

Das erste Glied wird in die Konstante A aufgenommen, die dadurch den Wert

$$A = 18400\,(1 + 0.00154) = 18428\text{ m}$$

erhält, oder, wenn die Barometerstände nicht korrigiert sind wegen der Schwereabnahme mit der Höhe:

$$A = 18428\,(1 + 0.00157) = 18457.$$

Für Luftdruckmessungen mittelst Siedethermometer ist diese Konstante nicht anzuwenden.[1])

Die so häufig angewendete hypsometrische Formel mit genäherter Berücksichtigung der Luftfeuchtigkeit wird somit (wenn die Barometerstände mit Schwerekorrektion versehen sind):

$$18428 \log\left(\frac{B}{b}\right)(1 + 0{\cdot}002\,[t + t']) \,(1 + 0026 \cos 2\varphi)\; 1 + \left(\frac{2z + h}{R}\right).$$

Diese Formel ist eigentlich nur zwischen den Grenzen -7^0 und 20^0 mit Vorteil zu benutzen. Bei tiefen Temperaturen rechnet man besser mit trockener Luft ($\alpha = 0{\cdot}00367$ und $A = 18400$), bei hohen über 20^0 soll die beobachtete Feuchtigkeit in Rechnung gestellt werden.

7. Bemerkungen über die Schwerekorrektion wegen der Seehöhe. Die Frage, welchen Koëffizienten man in das Korrektionsglied wegen der Schwereabnahme mit der Höhe einführen soll, ist in letzter Zeit öfter Gegenstand der Diskussion gewesen.

Bouger setzte für die Schwereabnahme auf einem Plateau (einer allgemeinen Landerhebung), wenn δ die Dichte des Gesteins desselben, D die Dichte der Erde, h die Höhe, R der Erdhalbmesser:

$$dg = 2g\,\frac{h}{R}\left(1 - {}^3/_4\,\frac{\delta}{D}\right).$$

Das zweite Glied korrigiert die Schwereabnahme bei freier Erhebung wegen der Attraktion der unterliegenden Masse, welche die Schwereabnahme kleiner macht. Diese Formel heisst auch die Youngsche Regel, weil sie später auch von Young aufgestellt und durch ihn grössere Verbreitung gefunden hat. Setzt man angenähert $\delta = {}^1/_2\,D$, so wird

$$dg = 2g\,\frac{h}{R}\,(1 - {}^3/_8) = {}^5/_4\,g\,\frac{h}{R}.$$

Gegenwärtig ist aber die Ansicht herrschend, dass die Attraktion der Masse eines Plateaus kompensiert sei durch einen entsprechenden Massendefekt unterhalb desselben, so dass die Schwereabnahme auf einer allgemeinen Landerhebung, auf Kontinentalflächen, Hochebenen, so erfolgt, als wie bei freier Entfernung vom At-

[1]) Eine kurze Bemerkung über die so lange benützte Konstante $A = 18382$, die auch den Gausschen hypsometrischen Tafeln zu grunde liegt, mag hier am Platze sein. Arago und Biot hatten das Verhältnis des spezifischen Gewichtes des Quecksilbers zur Luft zu 10463 gefunden, woraus sich $A = 18316$ ergiebt. Indem man bei 0^0 50 Proz. relative Feuchtigkeit annahm und $e_0 = 4.6$ setzte, $b = 760$, wurde $1 + a = 1.00114$ und damit die Konstante 18336, d. i. die Konstante in den Tafeln von Laplace, Gauss etc. Für nicht wegen der Schwereabnahme korrigierte Quecksilberstände ist dieselbe noch mit 1.00248 multipliziert worden, was dann die Konstante 18382 ergiebt, die so lange in Gebrauch war. Ramond hatte empirisch aus seinen Beobachtungen auf dem Pic du Midi nahezu die gleiche Konstante abgeleitet, wodurch das Vertrauen zu derselben sehr erhöht wurde. Bekanntlich findet man ferner (mit der richtigen Barometerkonstante) im Sommer und bei Tag etwas zu grosse Höhen, welcher Einfluss durch die angenommene kleinere Konstante zum Teil kompensiert wurde, und dieselbe um so mehr als richtig erscheinen liess.

traktionszentrum, somit als Faktor der Schwerekorrektion nicht $^5/_4$ sondern 2 zu nehmen ist Die derart reduzierten Schweremessungen stimmen besser mit den theoretischen im Meeresniveau und auch untereinander, wie besonders Faye zuerst hervorgehoben und R von Sterneck neuerdings durch zahlreiche Messungen nachgewiesen hat [1]) Wenn man unter h den Abstand der Station von der Niveauflache der Schwere versteht (nicht jenen von der Oberflache des regelmassigen Erdspharoids), so ist gegen die Verwendung des Faktors 2 fur Plateau und Thalstationen uberhaupt nichts einzuwenden Ganz ungerechtfertigt ist aber dessen Verwendung, wenn es sich um die Bestimmung des Hohenunterschiedes zwischen dem Gipfel und dem Fusse eines Berges handelt [2]), wie dies jetzt auch missverstandlich ublich geworden ist Dass auf dem Gipfel eines Berges die Schwere grosser ist als in gleicher Hohe in der freien Atmosphare, geht ja klar genug daraus hervor, dass man aus dieser verringerten Schwereabnahme und der ermittelten Dichte des Berges die mittlere Dichte der Erde mit grosser Annaherung an die durch rein physikalische Messungen erzielten Resultate hat berechnen konnen Hier ist die Verwendung der Bougerschen Formel unzweifelhaft geboten

Z B Intensitat der Schwere auf dem Gipfel von Pikes Peak (4308 m) 978 940, an dessen Fuss in Colorado Springs in 1856 m 979 476, mittlere Dichte des Berges 2 62, Differenz der Schwere 0 536 Die einfache Regel 2 h R giebt als Schwereabnahme 0 781, dieselbe ist also um 46 Proz zu gross! Die Regel von Bouger, wenn in dieselbe $\delta = 2\ 62$ nach den Beobachtungen eingesetzt wird, D = 5 60 (nach Helmert), giebt aber 1 3 (h R) = 0 508, was nur um 5 Proz zu klein ist

Man wird demnach fur die Schwereabnahme vom Fusse des Berges bis zum Gipfel genahert zu setzen haben, wenn h der Hohenunterschied und $\delta = {}^1/_2$ D genommen wird, $^5/_4$ h . R Ist z die Seehohe der unteren Station, so ist die mittlere Seehohe, fur welche die Schwerekorrektion gelten soll, z + h/2, somit die letztere

$$\frac{2z}{R} + {}^5/_8 \frac{h}{R} = \frac{2z + (5\ 8)h}{R}$$

statt wie jetzt gewohnlich angenommen wird (2 z + h) R

Fur Pikes Peak z B erhalt man nach der richtigen Formel die Schwerekorrektion bei h = 2452, z = 1856, zu 2 1 m, nach der jetzt ublichen 2 5 m um $^1/_5$ des Wertes zu gross

Die ganze Untersuchung hat naturlich nur theoretisches Interesse. Da aber der Gegenstand derselben in letzter Zeit haufig eine missverstandliche Auffassung gefunden hat, war es notig, sich uber denselben vollig klar zu werden.

8 Vereinfachungen der barometrischen Hohenformel Die bemerkenswerteste, diejenige von Babinet, ist schon auf S 168 angefuhrt worden Sie hat mit Rucksicht auf die wichtigsten Korrektionen die Form:

$$h = 16010\,(1 + 0\ 002\,(t + t'))\left(\frac{B - b}{B + b}\right)$$

Fur nicht mit der Schwerekorrektion versehene Barometerstande musste 16035 gesetzt werden, soweit in diesem Falle uberhaupt das noch eine Rolle spielt

Koppen hat die hypsometrische Formel vereinfacht, indem er die Schwerekorrektion $(1 + \beta \cos 2\varphi)$ mit der Temperaturkorrektion $(1 + \alpha t)$ vereinigte, was

---

[1]) R v. Sterneck, Relative Schweremessungen. 1895 u 1896 S 9 Mitteilungen des k u k Militar Geogr Institutes B XVII 1898

[2]) Ich habe schon darauf aufmerksam gemacht in den Abhandlungen der Gesellschaft fur Erdkunde in Berlin 1894 Nr 9

mit hinreichender Genauigkeit $(1 + \alpha t + \beta \cos 2\varphi)$ giebt. Man erhält mit $\alpha = 0{\cdot}004$ und $\beta = 0{\cdot}0026$:

$$h = 73{\cdot}74\,(250 + t + 0{\cdot}663 \cos 2\varphi) \lg (B : b).$$

Der zweite Summand zu t hat unter den verschiedenen Breiten die folgenden Werte:

	0	10	20	30	40	50	60	70	80°
0.66 cos 2φ	0.66	0.62	0.51	0.33	0.12	—0.12	—0.33	—0.51	—0.62

Zwischen den Breiten 10° bis 80° kann mit hinreichender Genauigkeit $0{\cdot}663 \cos 2\varphi$ gesetzt werden $= (45 - \varphi) : 50$, und so erhält man:

$$h = 73{\cdot}74\,[250 + t + (45 - \varphi) : 50] \lg (B : b).$$

Diese Form der hypsometrischen Formel ist deshalb interessant, weil in derselben die Schwerekorrektion als ein Additionsglied zur mittleren Lufttemperatur erscheint, also deren Einfluss als verbesserte Lufttemperatur auftritt, was die Abschätzung des Betrages der Schwerekorrektion sehr erleichtert.[1])

Wenn man die Anwendnng der Höhenformel auf kleinere Höhenunterschiede und auf gewisse Breitenintervalle beschränkt, so kann man dieselbe noch weiter vereinfachen. Siehe G. Jordan, Barometrische Höhentafeln (in verschiedenen Ausgaben) und Sresnewsky, Vereinfachung der hypsometrischen Tafeln (Rep. f. Met. X. Nr. 2. 1887).

Man unterschätzt aber dabei häufig den Fehlbetrag, der durch die Einführung eines konstanten Dampfdruckes entsteht, gegenüber jenem der Schwerekorrektion.

9. Bemerkungen über die Genauigkeit der barometrischen Höhenmessungen. Tägliche und jährliche Periode in den barometrisch gemessenen Höhen. Bei der praktischen Verwertung der hypsometrischen Formel fand man bald, dass die mit derselben erhaltenen Resultate eine tägliche und eine jährliche Periode zeigen, dass die Berechnung von Luftdruck- und Temperaturbeobachtungen im Winter und in der Nacht (auch am frühen Morgen) zu niedrige Resultate giebt, jene im Sommer und am Tage zu hohe. Ramond in den Pyrenäen, Moriz zu Tiflis, Eschmann auf dem Rigi, Kämtz auf dem Faulhorn (1832—1833), namentlich aber Plantamour bei Berechnung der monatlichen und stündlichen Höhenunterschiede zwischen S. Bernhard und Genf konstatierten diesen Einfluss der Tageszeit und Jahreszeit; später auch Bauernfeind bei seinen verdienstlichen hypsometrischen Studien[2]) auf Grund nivellierter Höhenunterschiede (vier nivellierte Punkte am grossen Miesing in Bayern. Am vollständigsten hat diese jährliche und tägliche Periode der barometrisch gemessenen Seehöhen untersucht und erläutert R. Rühlmann, dessen unten zitierter wichtigen Schrift die folgenden ganz kurzen Angaben über diese Perioden entnommen sind.[3])

Die barometrisch gemessenen Höhenunterschiede zwischen Genf und dem S. Bernhard weichen von dem nivellierten Höhenunterschied um folgende Beträge ab:

---

[1]) Köppen, Zeitschrift f. Met. XVII. 1882. S. 81 etc.

[2]) Bauernfeind, Über die Genauigkeit barometrischer Höhenmessungen. München 1862.

[3]) Richard Rühlmann, Die barometrischen Höhenmessungen und ihre Bedeutung für die Physik der Atmosphäre. Leipzig 1870. Überhaupt eine der wichtigsten Publikationen über barometrische Höhenmessungen mit sehr vollständigen Litteraturnachweisen. S. 24—32. Die von Rühlmann aufgestellte hypsometrische Formel und die darauf gegründeten Tafeln sind in letzter Zeit zumeist benutzt worden und in die meisten Sammlungen von Tafeln übergegangen. Rühlmanns Tafel setzt Barometerstände ohne Schwerekorrektion voraus wie das damals allgemein üblich war.

I Die jährliche Periode

Winter —9 2 m oder 0 44 Proz., Frühling 3 5 m 0 17 Proz., Sommer 10 3 m 0 50 Proz., Herbst —4 5 m oder 0 22 Proz.

Die jährliche Amplitude Januar —11 2 m, Juli +11 8 m beträgt somit 23 m oder 1 1 Proz.

II Die tägliche Periode

Dieselbe ist im Sommer am grössten, im Winter am kleinsten Im Juli sind die Abweichungen vom wahren Höhenunterschied folgende in Meter

Mttn	2	4	6	8	10	Mttg	2	4	6	8	10
—3 2	—7 9	—8 0*	—0 2	16 5	27 6	**32 7**	31 9	26 5	16 8	6 8	1 1

Die Abweichung um Mittag beträgt +1 6 Proz., jene um 4h morgens —0 4 Proz., die Amplitude 40 7 m oder 2 Proz. Im Dezember beträgt die Amplitude nur 13 5 m oder 0 7 Proz.

Im Winter geben die Tagesstunden um Mittag herum richtige Höhen, im Sommerhalbjahr von März bis Oktober die Vormittagsstunden von 6—8 h und die Abendstunden 6—9 h

Die Ursache dieses anfangs so sonderbar scheinenden Einflusses der Tages- und Jahreszeit auf die barometrisch gemessenen Höhen hat schon Plantamour ganz bestimmt in dem Einflusse der Wärmestrahlung des Bodens auf die Thermometer, mit denen wir die Lufttemperatur zu messen uns bemühen, erkannt Im Winter und in der Nacht sind die untersten Luftschichten in der That kälter als die in einiger Höhe über dem Erdboden, im Sommer sind sie etwas zu warm, am Nachmittag namentlich lesen wir dann an den Thermometern zu hohe Lufttemperaturen ab Indem wir in die barometrische Höhenformel derart im Winter und in der Nacht zu niedrige, im Sommer und bei Tag zu hohe Temperaturen einführen, erhalten wir zu niedrige oder zu hohe Resultate. Rühlmann hat diesen Nachweis eingehender zu führen gesucht, und ist dann einen Schritt weiter gegangen, indem er die wahre Lufttemperatur aus den Barometerständen (bei nivellierten Seehöhen) zu berechnen gesucht hat.[1])

Die Resultate, zu denen er dabei gelangt ist, fasst er in die Sätze zusammen. „Die Luft erwärmt sich bei weitem nicht in dem Masse und nicht so rasch, als dies die Thermometer anzeigen, die Luft nimmt nur wenig und zögernd Anteil an den täglichen Schwankungen und in vermindertem Masse auch an den jährlichen Schwankungen der Temperatur“ (hier ist hinzuzufügen, dass die Abweichungen bei dem täglichen Gange weit grösser sind als bei dem jährlichen Gange, der kürzeren Dauer des ersteren entsprechend), „die Extreme der Lufttemperatur sind immer, sowohl bei der täglichen als bei der jährlichen Periode, gegen die Extreme der Thermometerangaben wesentlich verzögert“.

10 Fehler der Annahme der Lufttemperatur $(t+t')\cdot 2$ An der allgemeinen Richtigkeit der Ansichten von Plantamour, Rühlmann etc über den Sinn der Abweichungen der wahren Lufttemperatur von der beobachteten und von dem täglichen Gange der letzteren kann nach dem, was schon früher darüber gesagt worden ist, nicht gezweifelt werden.

Die Ursache, weshalb die berechneten Höhenunterschiede bald zu gross, bald zu klein ausfallen, ist aber in zahlreichen Fällen auch noch eine andere, welche ebenfalls in der Annahme einer unrichtigen Lufttemperatur zu suchen ist, ohne dass aber die Temperaturangaben der Thermometer daran schuld sind Sie liegt darin,

[1]) In einer in Vergessenheit geratenen Abhandlung hat Belli schon 1827 im Giornale di Fisica e Chimica di Pavia die tägliche Periode der barometrisch gemessenen Höhen erkannt, und auch schon aus den in Genf und auf dem St Bernhard abgelesenen Barometerständen die „theoretische Lufttemperatur“ berechnet und daraus geschlossen, dass die Temperatur der Atmosphäre nur in geringem Masse an den Schwankungen der unteren Lufttemperatur teilnimmt (Grassi, Misura delle altezze mediante il barometro 1876) — Auch die Brüder Schlagintweit haben den Einfluss der Tageszeit untersucht und die „wahre Lufttemperatur“ aus der Barometerformel berechnet (Neue Untersuchungen über die physik Geographie der Alpen 1854 S 399 u 409) — Man s auch Ch. Martins darüber in den Archives des Sciences de Genève (2) IX 185 1860

dass wir als mittlere Lufttemperatur das Mittel aus den oben und unten abgelesenen Thermometerständen in die Formel einsetzen, was eine Temperaturabnahme in arithmetischer Progression in dem ganzen Höhenintervall voraussetzt. Sobald aber die Temperatur zuerst langsam, dann aber rascher abnimmt, also die Temperaturkurve gegen die Abscissenaxe, auf welcher die zugehörigen Höhen aufgetragen sind, konvex ist, ist die wahre mittlere Lufttemperatur kleiner als das angenommene arithmetische Mittel. Umgekehrt verhält es sich, wenn die Wärmeabnahme anfangs rasch erfolgt und dann nach oben langsamer wird, die Temperaturkurve also gegen die Abscissenachse konkav ist. In Gebirgsthälern kommen aber diese Fälle selbst in den Mittelwerthen öfter vor, daher wird man auch bei richtigen Temperaturangaben oben und unten im ersteren Falle eine zu grosse, im letzteren Falle eine zu kleine Seehöhe erhalten. [1])

Bei Ballonfahrten kommen solche Unregelmässigkeiten der vertikalen Temperaturverteilung am deutlichsten und auffallendsten direkt zur Beobachtung und die Fehler, welche die Annahme einer mittleren Lufttemperatur $(t + t'):2$ bei der barometrischen Messung der Ballonhöhen zur Folge haben muss, konnten nicht übersehen werden. Man hat deshalb bei diesen Berechnungen die sog. „Staffelmethode" eingeführt. Man rechnet von Schicht zu Schicht, da innerhalb kleinerer Höhenintervalle die Annahme einer mittleren Lufttemperatur $= (t + t'):2$ völlig zulässig erscheint und die Beobachtungen selbst dafür eine Kontrolle liefern. [2])

---

[1]) Dass solche Fälle recht häufig vorkommen, habe ich gezeigt in der Abhandlung: Resultate des ersten Jahrganges meteorologischer Beobachtungen auf dem Sonnblick. Sitzungsberichte der Wiener Akad. B. XCII. Jan. 1888. S. 13 etc. Z. B.: Aus 10 Zwischenstationen zwischen 448 m (Ischl, Salzburg) und dem Sonnblick in 3100 m erhält man als Gleichung der Wärmeabnahme mit der Höhe im Jahresmittel (Oktober 1886 bis September 1887):

$$t_{h'} = 8.0 - 0.482\,h' - 0.0018\,h'^2 \qquad h' = h - 4.5,$$

in Hektometern ausgedrückt.

Die mittlere Lufttemperatur ergiebt sich daraus zwischen 4.5 und 31.0 Hektometer durch Integration zu 1.2°, das Mittel aus den oben und unten beobachteten Temperaturen ist aber nur $\frac{1}{2}(8.15 - 6.8) = 0.67°$. Daher muss man die Höhe bei dieser Annahme um $0.53° \times 0.4 \times 26.5 = 5.6$ m zu niedrig finden.

Für die Temperaturabnahme mit der Höhe im Sommer auf der Nordseite der Hohen Tauern fand ich folgende Gleichungen:

Temperaturabnahme mit der Höhe im Sommer 1887 auf der Nordseite der Hohen Tauern.

Um 7h am	$15.4 - 0.713\,h' + 0.0069\,h'^2$
2h pm	$22.8 - 0.498\,h' - 0.0122\,h'^2$
9h pm	$16.8 - 0.595\,h' - 0.0003\,h'^2$.

Um 7h morgens ist die Temperaturabnahme mit der Höhe anfangs rasch und wird dann nach oben langsamer, um 2h erfolgt sie unten langsamer und ist mit der Höhe beschleunigt, um 9h abends erfolgt sie ziemlich genau in arithmetischer Progression. Man würde also um 7h morgens unter der üblichen Annahme des Mittels aus den Temperaturen oben und unten eine zu kleine Seehöhe finden, um 2h eine zu grosse, um 9h abends eine nahezu richtige, auch wenn die Thermometer der Stationen die richtige Lufttemperatur angeben.

Im Winter liefert die übliche Annahme namentlich bei ruhigem heiterem Wetter Mitteltemperaturen, die sich weit von der wirklichen mittleren Temperatur entfernen, da die Temperatur in den Thälern zuerst nach oben zunimmt und dann erst wieder abnimmt. Z. B.:

Temperaturänderung mit der Höhe im Pinzgau. $h' = h - 8.5$ in Hektometern (gültig bis 3 km).

Januar 1887.	Winter 1886/1887.
$-8.3 + 0.902\,h' - 0.0536\,h'^2$	$-5.6 + 0.426\,h' - 0.0375\,h'^2$

Das arithmetische Mittel aus den Temperaturen in den Thalsohlen bei 8.5 Hektometern und jener auf dem Sonnblick, 31.0 Hekt, ist $\frac{1}{2} - (8.3 + 12.6) = -10.4$, die mittlere Lufttemperatur aber betrug wirklich $-7.2°$, dieser Unterschied entspricht einem Fehler von 30 m Höhendifferenz.

Diese Beispiele zeigen, dass die üblichen Annahmen $t_m = \frac{1}{2}(t_1 + t_2)$ in Gebirgsländern bedeutende Fehler in den barometrisch gemessenen Höhen zur Folge haben können.

[2]) Berson giebt als Beispiel die Berechnung einer Ballonfahrt, 12. Januar 1894: $B = 770.0$, $b = 411.2$, $t = -9.4°$, $t' = -15.4°$, $h = 4804$ m. Die Berechnung nach Schichten giebt aber 5023 m, da die wahre mittlere Temperatur der Luftsäule nahe 0° war, statt $-12.4°$ (Temperaturumkehrung in den mittleren Schichten). — Die

Wo es angeht, sollte man auch bei den orographischen Höhenmessungen ähnlich verfahren, aber leider ist die Methode der partiellen Berechnung eines grösseren Höhenintervalls nach Schichten in diesen Fällen selten möglich.

11. **Unregelmässigkeiten der vertikalen Verteilung des Luftdruckes aus dynamischen Ursachen.** Neuerdings hat A. Angot wieder darauf aufmerksam gemacht, dass die Beobachtungen auf dem Eiffelturm dafür zu sprechen scheinen, dass (allerdings sehr kleine) Druckunterschiede in vertikaler Richtung vorhanden sein dürften, welche durch die Annahme einer unrichtigen Lufttemperatur nicht zu erklären sind. Angot berechnet die mittlere Lufttemperatur zwischen Paris (Hof des Bureau Central, 2 m) und der Spitze des Eiffelturmes in 302 m aus den daselbst und auf den beiden Plattformen gerade in mittlerer Höhe beobachteten Temperaturen aus der Formel $t_m = \frac{1}{4}(t_1 + 2t_2 + t_3)$ und erhält z. B. für den Sommer damit folgende Differenzen zwischen beobachtetem und berechnetem Luftdruck:

Unterschied zwischen dem beobachteten und dem berechneten Luftdruck (mm) (300 m Höhenunterschied)

Mttn	2	4	6	8	10	Mttg	2	4	6	8	10
— 13	— 08	— 07	— 04	.00	07	13	15	12	04	— 06	— 14

Der Luftdruck auf dem Eiffelturm ist bei Tag zu niedrig gegen jenen am Erdboden, es besteht ein nach aufwärts gerichteter Druckgradient, umgekehrt verhält es sich bei Nacht. Angot ist der Ansicht, dass die angenommene Lufttemperatur nicht die Ursache sein kann, selbst ein Fehler von 1° könnte nur eine Druckdifferenz von 0.09 mm erklären [1].

Auch eine jährliche Periode dieser Differenzen ist natürlich vorhanden. Dieselbe beträgt im Mittel der Jahreszeiten:

Mittn., 1h a und 2h a				Mittg., 1h und 2h p			
Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Winter	Frühling	Sommer	Herbst
— 02	— 10	— 10	— 04	+ 05	+ 15	+ 15	+ 10

Teisserenc de Bort hat den Nachweis eines vertikal nach aufwärts gerichteten Luftdruckgradienten bei Tag und im Sommer und eines abwärts gerichteten bei Nacht und im Winter aus den Beobachtungen auf dem Puy de Dôme und zu Clermont zu liefern gesucht, dann auch die Eiffelturmbeobachtungen beigezogen. Bei den ersteren Beobachtungen ist der Einfluss der angenommenen Lufttemperatur nicht kontrollierbar, da keine Zwischenstationen in freier Höhe, wie auf dem Eiffelturm, vorhanden sind, den aus denselben gezogenen Schlüssen ist daher kaum ein Gewicht beizulegen [2]. Dagegen hat Teisserenc de Bort die Existenz vertikaler Gradienten durch gewichtige theoretische Überlegungen gestützt, wie wir S. 570 gesehen haben.

Die von Teisserenc und Angot aufgestellte Behauptung eines nachweisbaren, wenn auch geringen vertikalen Gradienten verdient zum Gegenstand ganz spezieller Untersuchungen gemacht zu werden.

Methode der Berechnung nach Schichten hat Rykatchef schon vor längerer Zeit vorgeschlagen. S. Bericht der aëronautischen Kommission in Strassburg 1898.

[1] A. Angot, Resumé des ob. Met. au Bureau Central et à la tour Eiffel 1890—1894. Annales du Bureau Central 1894. Mémoires.

[2] Die schon oben einmal citierte sehr beachtenswerte Abhandlung von Leon Teisserenc de Bort ist in den Annales du Bureau Central, 1889, Tome I, Mémoires, erschienen unter dem Titel: Sur le gradient barométrique vertical.

12. Weitere Anleitungen zur Vermeidung verschiedener Fehlerquellen bei den barometrischen Höhenmessungen. „Isobaren-Korrektion.“ Neben den Fehlern, welche durch die in vielen Fällen ganz unvermeidliche Annahme einer unrichtigen Lufttemperatur in die barometrische Höhenformel hineingetragen werden, verschwinden die Fehler, welche durch Nichtbeachtung oder mangelhafte Berücksichtigung der Korrekturen wegen der Luftfeuchtigkeit und der Schwereänderungen mit Breite und Höhe entstehen können.

Um bei barometrischen Höhenmessungen den Einfluss der Tages- und Jahreszeit zum Teil wenigstens unschädlich zu machen, kann man mittlere prozentische Korrektionen aus Beobachtungen in nivellierten Höhenabständen ableiten und verwenden, die allerdings nur lokale Geltung beanspruchen können.[1] Hat man in dem Gebiete, in welchem die Höhenmessungen vorgenommen wurden, meteorologische Stationen, deren (grössere) Höhenunterschiede durch Nivellement oder sonst genau bekannt sind, dann kann man dieselben für die gleichen Zeiträume, auf welche sich die neuen Messungen beziehen (also aus korrigierten Luftdruck- und Temperaturbeobachtungen) in gleicher Weise berechnen und die sich dabei ergebenden prozentischen Fehler gegen die wahren Höhenunterschiede zur Korrektion der neu zu berechnenden Höhen verwenden. Liegen letztere zwischen den ersteren, dann werden die Korrekturen recht genau werden.[2]

Verfügt man über korrespondierende mehrjährige Mittel des Luftdruckes und der Temperatur, und sind die Barometer der Stationen gut verglichen, so können die barometrisch gemessenen Seehöhen derselben bis auf $< \pm 1$ m mit den nivellierten übereinstimmen. Da aber die Stationen nie in derselben Vertikalen liegen, wie die Formel voraussetzt, so muss man auf die „Isobaren-Korrektion“ Rücksicht nehmen, d. i. auf die, auch im Mittel nicht verschwindenden, horizontalen Druckunterschiede, d. i. auf die mittleren Luftdruckunterschiede im gleichen Niveau. Darauf hat man früher keine Rücksicht genommen und deshalb so häufig unrichtige Seehöhen erhalten. Die neueren genaueren Isobarenkarten bieten dazu die Mittel.[3]) Zu weit auseinander dürfen aber die Orte, deren Höhenunterschied ermittelt werden soll, nicht liegen, da ja die zeitlichen Abweichungen von der mittleren Isobarendifferenz dann merkliche Beträge erreichen können.

Wie die Isobaren-Korrektion in Rechnung zu ziehen ist, ersieht man aus einem Beispiel (Seehöhenberechnung von Vent gegen Triest) am Schlusse dieses Abschnittes.

Handelt es sich um einzelne Höhenmessungen, welche auf die Ablesungen an bestimmten Tagen oder selbst zu bestimmten Stunden gegründet werden müssen, dann sollte man eine möglichst nahe Referenzstation sich wählen, damit die horizontalen Druckunterschiede einen möglichst geringen Einfluss erreichen. Man wird sich aber dann noch immer auf recht erhebliche Fehler der berechneten Höhenunterschiede gefasst machen müssen. Um eine Abschätzung der wahrscheinlichen Fehler vornehmen zu können, ziehe man die täglichen Wetterkarten zu Rate, auf welchen

---

[1]) In dieser Hinsicht ist beachtenswert das Buch von J. D. Whitney, Contributions to barometric hypsometry with tables for use in California. 1874. Suppl. Chapter 1879. S. auch Williamson, On the use of the barometer (Geol. Survey of California).

[2]) Der Methode von G. K. Gilbert dagegen kann kaum eine Bedeutung beigelegt werden. A new Method of Measuring heights by Means of the Barometer. U. S. Geological Survey. Washington 1882. Referat von Hartel in Zeitschrift f. Met. B. XX. 1885. S. 105 etc.

[3]) Für Mittel- und Südeuropa z. B. meine Isobarenkarten in „Luftdruckverteilung etc.“ Wien 1887, bei Hölzel.

der Verlauf der Isobaren an den zur Vornahme der Messung verwendeten Tagen sich verzeichnet findet. Liegen die Isobaren im Messungsgebiet weit auseinander, so werden die Fehler relativ klein sein, drängen sie sich dichter aneinander, so hat man grosse Fehler zu erwarten. Man kann diese Wetterkarten sogar zu einer beiläufigen „Isobaren-Korrektion“ der Höhenmessungen verwenden, indem man das allgemeine Luftdruckgefälle auch für die kleine Strecke zwischen Referenzstation und Höhenpunkt gelten lässt und auf diese Strecke reduziert.

Auf den Einfluss der während der barometrischen Messungen herrschenden Windrichtung auf die Resultate derselben ist man bald aufmerksam geworden. Die Windrichtung ist, wie schon nachgewiesen worden ist, nach Richtung und Stärke von den Unterschieden der Druckverteilung abhängig, und derart haben die Abweichungen oder Fehler der barometrischen Höhenmessungen sogar zu der ersten Erkenntnis dieser Beziehungen geführt.[1])

Den Einfluss der Windrichtung und -Stärke auf die barometrisch bestimmten Höhenunterschiede aus in derselben Vertikalen angestellten Luftdruck- und Temperaturablesungen hat Ch. Montigny untersucht.[2])

Die Litteratur über die barometrische Höhenmessung ist so gross, dass es nicht angeht, dieselbe auch nur in Bezug auf die wichtigsten Schriften hier zusammenzustellen. Es muss auch bemerkt werden, dass die zahlreichen Versuche der Umgestaltung und Verbesserung der barometrischen Höhenformel zumeist keine erhebliche theoretische und praktische Bedeutung haben, man kommt im wesentlichen über die schon von Laplace aufgestellte Formel nicht hinaus. Angot hat dieselbe jüngst in der zeitgemässesten Form reproduziert und vortreffliche Tafeln zu deren praktischer Verwertung berechnet.[3]) In der Schrift von Ruhlmann ist die Litteratur bis gegen das Jahr 1870 ziemlich vollständig zusammengestellt. Nachträge dazu (nur ältere Schriften) hat Grassi geliefert.[4])

M. F. Kunze, Beiträge zu einem Litteraturverzeichnisse der physikalischen Höhenmessung. Zeitschrift für Vermessungswesen. B. VIII. 1879. Ergänzungsheft. Enthält auch Abhandlungen in den Zeitschriften.

Ältere und neuere Litteratur findet sich sehr eingehend verwertet in der Schrift von A. Neovius. Om Lufttrycks vardens Reduction till Hafytan. Helsingfors 1891 (166 Seiten in 8°). In Bezug auf die Theorie mag noch verwiesen werden auf P. Schreiber, Die Zustandsgleichungen einer Luftsäule. Barometrische Höhenformel. Chemnitz 1894. (Referat von Sprung in Met. Z. 1895. Litteraturbericht. S. 18.)

Beispiele der Anwendung der vollständigen und der vereinfachten hypsometrischen Formel.

I. Ischl, 47° 43′ nördl. Br. $h = 466.9$ (nivelliert), $B = 721.0$, $t = 7.6°$, $E = 6.3$, somit $E : B = 0.0087$.

Schafberg, 47° 46′ nördl. Br. $h = ?$, $b = 614.0$, $t_1 = 1.7°$, $e = 4.2$, daher $e : b = 0.0068$.

Luftdruck- und Temperaturmittel korrespondierend an beiden Stationen, Luftdruck mit Schwerekorrektion versehen.

Mittlere Temperatur $(7.6 + 1.7) : 2 = 4.65$, $1 + \alpha t = 1.0171$.

$$\begin{array}{lll} \log B = 2.85794 & \log D = 8.84367 & h = 1305.7 \\ \log b = 2.78817 & \log A = 4.26482 & \\ \overline{D = 0.06977} & \log(1 + \alpha t) = 0.00736 & \\ & \overline{\log h = 3.11585} & \end{array}$$

[1]) Man s. die interessante Abhandlung von A. Ermann in Pogg. Annalen. B. 88. 1853. Über einige barometrische Beobachtungen und die Folgerungen, zu denen sie veranlassen. S. 260 und 387. Früher schon hatte Erman auf die Unterschiede des Luftdruckes im Meeresniveau aufmerksam gemacht. Schumachers Astronomisches Jahrbuch. 1840. S. auch Zeitschrift f. Met. XIII. 1878. S. 374.

[2]) Ch. Montigny, Mesures d'altitudes barométriques prises à la tour de la cathédrale d'Anvers sous l'influences des vents de vitesses et de directions différentes. Bull. de l'Acad. de Bruxelles. 1873. T. XXXV (vergl. auch T. XXXIV). Er fand bei östlichen Winden den Unterschied kleiner als bei westlichen (grösste Windstärke, aber SE und S kleinste Stärke), Amplitude $6^1/_2$ Proz. S. auch Bulletin de Bruxelles. (2.) X. pag. 187 und XI. pag. 467.

[3]) Angot, Sur la formule barometrique. Annales du Bureau Central Met. Memoires de 1886. B. 159 bis 195.

[4]) In dem oben citierten Buche. S. auch Zeitschrift f. Met. B. XII. 1877. S. 352.

Korrektion für die Luftfeuchtigkeit 0.377 (0.0087 + 0.0068) : 2 = 0.00294. Diese Korrektion beträgt demnach nicht ganz 0.3 Proz., Feuchtigkeitskorrektion h (0.00294) = 3.84 m.

Korrektion wegen der Schwereänderung mit der geographischen Breite (oberhalb 45° negativ). Mittlere Breite 47° 44', 0.0026 cos 2φ = 0.0025, Korrektion für h = —0.33 m.

Korrektion für die Schwereänderung mit der Höhe (stets positiv) mit Rücksicht auf die Attraktion des Berges. z = 467, h = 1308, somit:

$$[2z + (5:8)h] : R = 1752 : R = 0.00027,$$

Betrag somit + 0.36.

Die beiden Schwerekorrektionen heben sich also im vorliegenden Falle fast auf. Der korrigierte Höhenunterschied: Barometerniveau Ischl — Barometerniveau der Station auf dem Gipfel des Schafberg = 1305.7 + 3.9·— 1309.6.

Eine sorgfältige Triangulation ergab 1309.2 m. Auf die grosse Übereinstimmung ist kein besonderes Gewicht zu legen, da ein kleiner Temperaturfehler dieselbe schon aufheben würde (½ Grad z. B. giebt 0.2 Proz. = 2.6 m Fehler).

Hätte man nun den Dampfdruck an der unteren Station allein in Rechnung gestellt, wie das zumeist der Fall sein muss, so hätte man nach S. 782 die Korrektion wegen der Luftfeuchtigkeit = 0.52 × 6.3 × 1.3 × 0.87 = 3.7 m.

Also vollkommen übereinstimmend, vielleicht sogar genauer, weil die Annahme eines mittleren Dampfdruckes (E + e) : 2 denselben zu hoch ansetzt.

Natürlich rechnet man praktisch nach Tafeln viel rascher und bequemer, verliert aber dabei den Betrag der einzelnen Korrektionen aus dem Auge.

II. Vent im Ötzthale, 46° 52'. h = ?, b = 610.9 mm, t_1 = 0.7°, e fehlt.
Triest, 45° 39', h = 26 m, B = 759.1, t = 13.0.
Temperatursumme $t + t_1$ = 13.7°, 1 + 0.002 (t + t') = 1.0274.

log B = 2.88030	log D = 8.97465	h = 1788.7 m.
log b = 2.78597	log A[1]) = 4.26616	
D = 0.09433	log (1 + αt) = 0.01174	
	log h = 3.25255	

Schwerekorrektion wegen mittlerer Breite 46° 15', 0.000113 h = —0.20.
Schwerekorrektion wegen Seehöhe (positiv) 1789 : R = 0.00028 h = + 0.50,
somit korrigierte Seehöhe 1788.7 + 0.3 = 1789.0 + 26 = 1815 Seehöhe.

Fehler dieser Rechnung. Triest liegt auf der Isobare 761.4, Vent nach der Isobarenkarte sehr nahe auf 763.0, Differenz 1.6; es ist somit zu rechnen mit einem derart korrigierten Luftdruck zu Triest, also mit 759.1 + 1.6 = 760.7 mm (in 26 m).

Ferner Schwerekorrektion wegen der Breite. Zu Triest beträgt dieselbe + 0.04, in der Breite von Vent + 0.12, Differenz + 0.08. Triest, auf die Breite von Vent korrigiert, hat deshalb einen um 0.08 höheren Luftdruck, und da die Stationen vertikal unter einander liegen sollten, ist mit diesem korrigierten Luftdruck zu rechnen, also mit:

$$760.7 + 0.08 = 760.78 \text{ (in 26 m)}.$$

Die richtige Rechnung stellt sich daher so:

log 760.78 = 2.88126	log D = 8.97905
log 610.90 = 2.78597	log A = 4.26616
Δ = 0.09529	log (1 + αt) = 0.01174
	log h = 3.25695

h = 1807.0, fällt somit um mehr als 18 m höher aus. Die übrigen Korrektionen werden (wegen ihrer Kleinheit) dadurch nicht geändert. Die Seehöhe des Barometers in Vent war demnach 1807.3 + 26 = 1833 m, da die Zehntelmeter vollständig unterhalb der Fehlergrenze liegen.

Auf diese Isobarenkorrektion bei entfernteren Referenzstationen, sowie auf die Ungleichheit des Einflusses der Schwere auf die (unkorrigierten) Barometerstände bei merklichem Breitenunterschied hat man früher meist keine Rücksicht genommen.

---

[1]) 18457, da Schwerekorrektion fehlt und Feuchtigkeit nur genähert in Rechnung gestellt werden kann.

[2]) Es beträgt (s. S. 778) die Änderung der Schwerekorrektion der Quecksilberbarometerstände wegen der Breite zwischen 35° und 55°, wenn $d\varphi$ der Breitenunterschied der höheren gegen die niedrige Station ist und in Graden ausgedrückt wird:

$$db = 0.00009\, b\, d\varphi.$$

Nun ist für kleinere Höhenunterschiede bekanntlich

$$dh = -\frac{7991}{b}(1 + \alpha t)\, db,$$

somit

$$dh = -0.72\,(1 + \alpha t)\, d\varphi.$$

Der Einfluss der Breitenkorrektion beträgt somit 0.7 m für 1° Breitendifferenz oder etwas mehr als 0.01 m pro Minute.

Die Korrektion für die Abweichung der Breite der Stationen von der Normalbreite 45° beträgt zwischen 35° und 55° Breite ca. 0.75 $(\varphi - 45)$ m (bei 10°), für Triest somit 0.45, für Vent 1.42, der Unterschied ist somit nahe 1 m, um welchen Betrag die Seehöhe von Vent zu klein gefunden wird, wenn man mit der mittleren Breite rechnet.

Kennt man die Isobare, auf welcher ein Ort liegt, d. h. dessen Luftdruck im Meeresniveau nach einer guten Isobarenkarte, so rechnet man natürlich kürzer mit dieser. Die mittlere Temperatur am Meeresniveau entnimmt man entweder einer Isothermenkarte oder ermittelt dieselbe einfach aus der genäherten Seehöhe A log (B : b), die man ohnehin rechnen muss. Im vorliegenden Falle hatte man etwa 18.0 Hektometer multipliziert mit 0.6, giebt 10.8, dazu 0.7, also $t + t_1 = 11.5$, die Isobarenkarte giebt 12°, somit $t + t = 12.7°$ etwa, $B = 763.0$. Man erhält dann, da die Schwerekorrektion wie oben nur +0.3 m beträgt, als Seehöhe 1827.6 m. Der Unterschied von 10 m ist auf Rechnung der hier niedriger angenommenen Temperatur zu setzen.

Kontrollrechnung der Seehöhe nach dem benachbarten Marienberg: 40° 42′ nördl. Br., h = 1335.4 (nivelliert), B = 648.86 (mit Schwerekorrektion), Isobarenkorrektion ca. +0.6, korrigierter Barometerstand 649.46, t = 5.9, E = 4.8, also für Vent zu nehmen e = 4.8 × 0.84 = 4.0. Schwerekorrektion für Vent für 47° +0.12, für 1800 m —0.22, somit —0.10, korrigierter Barometerstand 610.8 mm.

Mit diesen Daten erhält man aus der kompletten Höhenformel für den Höhenunterschied Vent-Marienberg 497.9 m, somit Seehöhe 1833.3, mit der Rechnung nach Triest und den nötigen Korrektionen zufällig völlig übereinstimmend.

Register.

Druck von Pöschel & Trepte in Leipzig